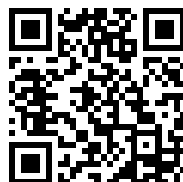

This is a reproduction of a library book that was digitized by Google as part of an ongoing effort to preserve the information in books and make it universally accessible.

GoogleTM books

<https://books.google.com>



B 455446

DUPL



PHYSICS LIB.

QC

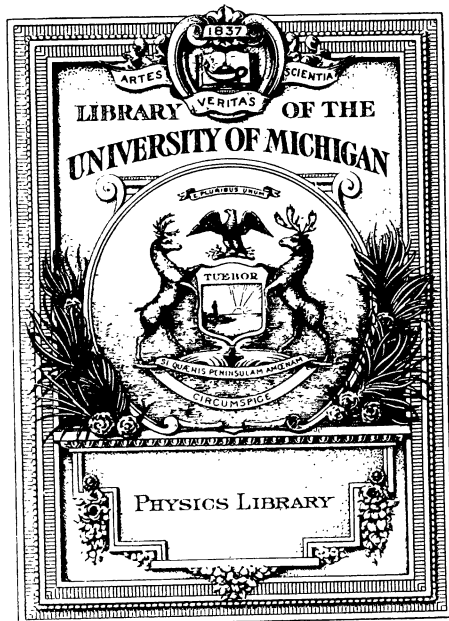
1

C955

1927



ogle



Physics L

QC

1

.C 755

1927

ONORANZE AD ALESSANDRO VOLTA

NEL PRIMO CENTENARIO DELLA MORTE

ATTI
DEL
CONGRESSO INTERNAZIONALE
DEI FISICI

11-20 SETTEMBRE 1927 - V

COMO - PAVIA - ROMA

PUBBLICATI A CURA DEL COMITATO

VOLUME PRIMO



BOLOGNA
NICOLA ZANICHELLI

MCMXXVIII



ONORANZE AD ALESSANDRO VOLTA

NEL PRIMO CENTENARIO DELLA MORTE

ATTI
DEL
CONGRESSO INTERNAZIONALE
DEI FISICI

11-20 SETTEMBRE 1927 - V

COMO - PAVIA - ROMA

PUBBLICATI A CURA DEL COMITATO

VOLUME PRIMO



BOLOGNA
NICOLA ZANICHELLI
MCMXXVIII

**L' EDITORE ADEMPIU' I DOVERI
ESERCITERÀ I DIRITTI SANCITI DALLE LEGGI**

Bologna — Stabilimenti Poligrafici Riuniti — 1-VII-1928

INTRODUZIONE

Physics
Library
9-13-28
15204
v.1.

Nel primo centenario della morte di Alessandro Volta, Como, Sua patria, ha nobilmente interpretato il voto d'Italia, di tributargli onoranze degne di Lui, con una serie di Esposizioni, Congressi scientifici, manifestazioni culturali ed artistiche. L'adempimento di questo voto nazionale fu alto fine ed opera tenace del Comitato per le onoranze ad Alessandro Volta, costituito dal Comitato d'onore sotto l'alto Patronato di S. M. il Re e la Presidenza di S. E. il Cavaliere Benito Mussolini, e dal Comitato esecutivo, di cui era Presidente onorario il Sen. Marconi, Presidente effettivo l'on. Carlo Baragiola, potestà di Como, Vice-Presidenti il Barone Paolo di Robbiate, il Comm. Giuseppe Bernasconi, il Comm. Luigi Braghenti, il Prof. Quirino Majorana, il Prof. Giancarlo Vallauri e Segretario generale il Comm. Ing. Enrico Musa.

L'omaggio più degno del Grande doveva essere quello tributato dai più eminenti cultori di ogni nazione della Fisica pura e dei vari rami dell'Elettrotecnica, riuniti in Congressi a Como per commemorare il loro Pioniere ed in Suo nome affermare e far progredire con proficue discussioni l'indagine scientifica e le applicazioni.

Ed il Congresso internazionale dei Fisici doveva occupare il posto più alto, dalla fisica provenendo la rivoluzione storica, che da Volta s'iniziò.

Per realizzare il progetto di questo Congresso, il Comi-

tato per le onoranze a Volta nominò una Commissione presieduta dallo stesso Prof. Quirino Majorana dell' Università di Bologna, essendone Segretario generale il Prof. Aldo Pontremoli dell' Università di Milano, coadiuvato dai Vice-Segretari Prof. Enzo Pugno Vanoni di Milano e Dott. Giulio Dalla Noce di Bologna.

Questa Commissione chiese e felicemente ottenne l'adesione dei più illustri Fisici di ogni nazione, disponendo poi quanto fosse necessario nelle varie sedi del Congresso per la sua migliore riuscita.

Il Comitato generale comasco delle onoranze a Volta, i Comitati locali istituiti appositamente a Pavia e a Roma, le Autorità più cospicue avevano con entusiasmo assunti i loro compiti.

Il Congresso dei Fisici, che a detta degli stessi suoi membri più autorevoli ed anziani non ha riscontro nei precedenti consimili per il numero degli intervenuti più illustri, tra cui dodici vincitori di premi Nobel, e per l'importanza e l'interesse destato dalle alte questioni scientifiche dibattute, ha coronato col suo successo l'opera degli organizzatori, a gloria di Volta ed a vanto di Como e della Nazione.

La cerimonia inaugurale si tenne il giorno 11 settembre al Teatro Sociale di Como. Essa ebbe speciale carattere di solennità, essendovi convenuti non solo i Fisici, ma anche gli scienziati che si trovavano a Bellagio e a Como per i Congressi internazionali di Elettrotecnica e di Telegrafia e Telefonia. Il Sen. Garbasso, oratore ufficiale, pronunciò il discorso commemorativo della figura e dell'opera di Alessandro Volta, e l'On. Martelli, rappresentante del Governo, dopo elevate parole inaugurò il Congresso.

I lavori si svolsero poi a Como nei giorni 12, 13, 14, 15 e 16 nell'Aula dell' Istituto Carducci. Il giorno 17 i Congressisti si trasferirono a Pavia, dove nell'Aula Universitaria, dove insegnò Volta, rievocata la memoria del Grande, fu fatta la sintesi dei lavori compiuti a Como e dei problemi ancora aperti, specialmente col discorso del venerando Prof. H. A. Lorentz. Questi, che fu si può dire il padre spirituale

del Congresso, doveva essere rapito alla scienza pochi mesi dopo, il 4 febbraio, sicchè quel suo discorso a Pavia sarà forse da ritenersi il suo testamento scientifico. Il 19 settembre i Fisici per desiderio del Governo si portarono a Roma, ed in Campidoglio, di nuovo riuniti ai congressisti Elettrotecnici, parteciparono alla commemorazione nazionale di Alessandro Volta fatta da Guglielmo Marconi: dopo questa l'on. Martelli chiuse in nome di S. M. il Re il Congresso.

Prima che i Congressisti, Fisici ed Elettrotecnici, lasciassero Roma, S. E. Mussolini volle invitarli e trattenerli in cordiale convegno a Villa Torlonia, esprimendo loro il suo compiacimento che l'idea italiana e romana, che anche in Volta è rappresentata ed inspira il Governo fascista, abbia trovato in questa occasione tanta rispondenza tra così cospicue intellettualità di ogni nazione.

La Presidenza del Congresso dei Fisici fu tenuta dal Prof. Q. Majorana, eletto a tale carica per acclamazione all'inizio dei lavori, su proposta del Prof. A. H. Lorentz. Furono eletti Vice-Presidenti e coadiuvarono efficacemente la Presidenza i Proff. H. A. Lorentz, A. Cotton, R. A. Millikan, M. v. Laue e G. C. Vallauri; furono confermati il Segretario generale Prof. A. Pontremoli ed i Vice-Segretari.

Quali Segretari aggiunti per le sedute del Congresso il Prof. Antonio Carrelli dell'Università di Napoli, il Dott. Giorgio Diaz de Santillana, il Dott. Lauro de Bosis, i signori Artone Mayer e Giovanni Gallarati colla compilazione francese dei sunti delle comunicazioni distribuite ai Congressisti all'inizio di ogni seduta, colla loro opera d'interpreti e colla cura intelligente di quanto potesse rendere vie più gradito il soggiorno ai Congressisti, contribuirono felicemente al successo. Il non lieve lavoro di stenografia fu abilmente disimpegnato e diretto dalla Prof. Leopoldina Corti di Como.

Gli Scienziati membri del Congresso furono 61, di 14 nazioni, ed i loro nomi saranno a ricordo perenne scolpiti in un marmo da murarsi nell'Istituto Giosuè Carducci, in cui si svolsero le sedute a Como.

Segue l'elenco dei loro nomi, divisi per nazione, colle città di loro sede:

Austria: F. Ehrenhaft, Vienna; A. Smekal, Vienna.

Canada: J. C. Mac Lenhan, Toronto.

Danimarca: N. Bohr (*premio Nobel 1922*), Copenaghen; W. Heisenberg, Copenaghen.

Francia: M. Brillouin, Parigi; M. de Broglie, Parigi; P. Boucherot, Parigi; A. Cotton, Parigi; P. Janet, Parigi.

Germania: M. Born, Göttingen; J. Franck (*premio Nobel 1925*), Göttingen; W. Gerlach, Tübingen; E. Grüneisen, Marburg; M. v. Laue (*premio Nobel 1914*), Berlino; F. Paschen, Charlottenburg; W. Pauli jr., Amburgo; M. Planck (*premio Nobel 1918*), Berlino; A. Sommerfeld, Monaco; O. Stern, Amburgo; K. W. Wagner, Berlino.

India: D. M. Bose, Calcutta; M. N. Saha, Allahabad.

Inghilterra: F. W. Aston (*premio Nobel 1922*), Cambridge; W. L. Bragg (*premio Nobel 1915*), Manchester; A. S. Eddington, Cambridge; O. W. Richardson, Londra; E. Rutherford (*premio Nobel 1908*), Cambridge.

Italia: L. Amaduzzi, Parma; A. Amerio, Pavia; M. Cantone, Napoli; O. M. Corbino, Roma; E. Fermi, Roma; A. Garbasso, Firenze; G. Gianfranceschi, Roma; G. Giorgi, Cagliari; T. Levi-Civita, Roma; A. Lo Surdo, Roma; Q. Majorana, Bologna; G. Marconi (*premio Nobel 1909*), Roma; M. La Rosa, Palermo; E. Perucca, Torino; C. Somigliana, Torino; P. Straneo, Genova, V. Volterra, Roma.

Olanda: H. A. Kramers, Utrecht; H. A. Lorentz, (*premio Nobel 1902*), Leida; P. Zeeman (*premio Nobel 1902*), Amsterdam.

Russia: J. Frenkel, Leningrad; P. Lasareff, Mosca.

Spagna: E. Alcobè, Barcellona; B. Cabrera, Madrid.

Stati Uniti: A. H. Compton (*premio Nobel 1927*), Chicago; W. Duane, Boston; E. H. Hall, Cambridge; A. E. Kennelly, Cambridge; I. Langmuir, New York; R. A. Millikan (*premio Nobel 1923*), Pasadena; R. C. Tolman, Pasadena; R. W. Wood, Baltimore.

Svizzera: P. Debye, Zurigo.

Inviò la propria comunicazione, scusandosi di non poter intervenire, il Prof. P. W. Bridgman di Cambridge (U. S. A.).

Furono rappresentate le Accademie seguenti:

Danimarca: R. Accademia delle Scienze dai Proff. N. Bohr e H. A. Kramers; *Francia*: Accademia delle Scienze dai Proff. M. Brillouin, A. Cotton, P. Janet, M. de Broglie; *Inghilterra*: The Royal Society dal suo Presidente Prof. E. Rutherford, the Physical Society of London dal suo Presidente Prof. O. W. Richardson, the Royal Society of Edinburgh dal Prof. C. G. Darwin; *Italia*: R. Accademia dei Lincei dai Proff. O. M. Corbino e V. Volterra, R. Accademia delle Scienze di Bologna dal Prof. Q. Majorana, Pontificia Accademia delle Scienze (Nuovi Lincei) dal suo Presidente Prof. G. Gianfranceschi, R. Accademia delle Scienze di Modena dal Prof. D. Mazzotto; *Olanda*: R. Accademia delle Scienze dai Proff. H. A. Lorentz e P. Zeeman; *Russia*: Accademia delle Scienze a Leningrad dai Proff. V. Mitkevich e P. Lasareff; *Spagna*: R. Accademia delle Scienze a Madrid dal Prof. B. Cabrera, R. Accademia delle Scienze a Barcellona dal Prof. E. Alcobè; *Stati Uniti*: The American Physical Society dal Prof. M. Pupin; *Svezia*: R. Accademia delle Scienze dal Prof. M. Pleijel; *Svizzera*: Società di Fisica e Storia Naturale di Ginevra dal suo Presidente Prof. A. Schidlof.

La Società Italiana di Fisica partecipò largamente al Congresso coll'opera del suo Presidente Prof. Q. Majorana, Presidente del Congresso dei Fisici, e con quella dei Segretari e dei membri Italiani del Congresso, Soci per la massima parte della Società stessa. Furono poi invitati alle sedute tutti i Soci, e gran parte vi intervenne.

Inviarono nobili messaggi scritti su pergamena e racchiusi da eleganti astucci The Royal Society of London, the Royal Society of Edinburgh, the Physical Society of London, la Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève.

Tra gli intervenuti esteri, come invitati:

Prof. P. Milianitch dell' Università di Belgrado, Prof. A. Trowbridge dell' International Education Board, Prof. A. Turpain dell' Università di Poitiers (Francia), Prof. Ch. Marnett dell' Università di Lovanio (Belgio), Prof. A. Ku-

waki dell' Università di Tuknoka (Giappone), Prof. Th. v. Kármán dell' Istituto Aerodinamico di Aachen (Germania), Prof. Vl. Libicky di Litomysl (Boemia), Prof. F. Holweck de l' Institut du Radium de Paris.

Per la prima volta al mondo tutte le discussioni del Congresso furono diffuse per mezzo della Radio, compito che fu generosamente e brillantemente disimpegnato dalla International Standard Electric Corporation, sicchè in tutta Europa gli Istituti scientifici e gli appassionati avevano la possibilità di seguire i lavori e udire la voce delle eminenti personalità convocate a Como.

La Commissione organizzatrice del Congresso aveva messo in programma ogni giorno determinati argomenti: l'ordine dei lavori fu in massima seguito, sicchè il resoconto si è diviso nei seguenti capitoli:

CAPITOLO I. Como, 11 settembre: *Inaugurazione del Congresso.*

CAPITOLO II. Como, 12 settembre: *Esperienze sulla struttura della materia.*

CAPITOLO III. Como, 13 settembre: *L'elettricità e le sue applicazioni.*

CAPITOLO IV. Como, 14 settembre: *Elettrologia.*

CAPITOLO V. Como, 15 settembre: *Ottica-Fisica.*

CAPITOLO VI. Como, 16 settembre: *Le teorie sulla struttura della materia e sulle radiazioni.*

CAPITOLO VII. Pavia, 17 settembre: *Sintesi dei lavori compiuti e dei lavori attuali.*

CAPITOLO VIII. Roma, 19 settembre: *Commemorazione ufficiale di Alessandro Volta in Campidoglio e chiusura del Congresso.*

G. D. N.

CAPITOLO I

INAUGURAZIONE DEL CONGRESSO

COMO, 11 SETTEMBRE 1927

La cerimonia inaugurale tenuta al Teatro Sociale sotto gli auspici della Società Italiana di Fisica e dell'Associazione Elettrotecnica Italiana, coll'intervento della Commissione Elettrotecnica Internazionale, doveva avere ed ha avuto il carattere di

SOLENNI COMMEMORAZIONE
DI ALESSANDRO VOLTA

Parole pronunciate dall'On. C. Baragiola,
Podestà di Como, Presidente del Comitato
per le onoranze a Volta.

Eccellenza, Signore e Signori,

Nel complesso multiforme delle manifestazioni che Como volle o promosse a celebrazione del Centenario di Volta, questo Congresso Internazionale dei Fisici aveva nella mente e nel concetto dei promotori il posto più alto.

L'adesione e la presenza così cospicua di tante personalità eminenti che rappresentano quanto c'è di più eletto in tutto il mondo nel campo della scienza e della tecnica, traducono in magnifica realtà quanto era nel nostro desiderio ed io sono sicuro di essere interprete del sentimento cittadino nel porgerVi, assieme al benvenuto cordiale, l'espressione della gratitudine più profonda.

A rendere più solenne questa cerimonia, abbiamo il piacere di vedervi partecipare i membri della Commissione Elettrotecnica internazionale convenuti da ogni parte del Mondo; i Rappresentanti del Comité Consultatif e gli studiosi che in questi giorni qui vollero riunirsi per affrontare e risolvere numerose questioni riguardanti le comunicazioni telegrafiche e telefoniche.

Degno è del Grande l'omaggio che gli tributate riunendovi nella terra che gli diede i natali e per la quale nutri profondo amore, Voi che sopra tutti meglio potete intendere il suo pensiero e la potenza del suo genio divinatorio, di tanto più degno perchè ha fretta di tradursi in attività di opere, in analisi feconde dei più ardui problemi che oggi si agitano nel campo della scienza e della tecnica, in discussioni pro-

ficue destinate ad aprire nel nome di Volta forse anche nuove vie sul cammino della verità e nuovi orizzonti all'umano pensiero.

Il senatore Garbasso, reduce dall'aver portato al di là degli oceani il saluto della Patria e la sintesi di quanto ha fatto il Volta per la scienza e per la civiltà, celebrerà fra poco davanti a Voi, la figura e la potenza di questo singolare ingegno.

Mente poliedrica, pensatore profondo, tipo perfetto del filosofo naturale, Volta, come tutti i grandi pensatori che seppero spogliarsi delle inquinazioni politiche dei loro tempi — sentì anche fondersi in mirabile armonia la Scienza e la Fede, sicchè in involontaria antitesi con un altro grande scienziato suo contemporaneo, il signor De la Place, il quale negava, nello svolgersi delle sue sublimi ricerche, la necessaria presenza di un Essere Supremo, proclamava, nel periodo più aureo della sua attività: « Io non vedo che Iddio dappertutto ».

A cento anni di distanza un grande Uomo politico, il Duce dell'Italia nuova, Benito Mussolini, inaugurando nell'Archiginnasio di Bologna la quindicesima riunione della Società Italiana per il Progresso delle Scienze, metteva al limite della scienza la parola « Dio », e affermava l'impossibilità di un conflitto fra la Scienza e la Fede.

Signori, nel corso di un secolo la scienza ha indagato molti misteri e squarciati molti veli, sicchè con ritmo ognora crescente cammina l'umano progresso e con ciò nemmeno una pietra è stata smossa del Tempio sacro della Fede, sicchè vi posso affermare che nella Patria di Volta nessuna merce è così giù di moda quanto il materialismo, e l'umanità si rivolge anelante a ben altre fonti ideali.

Questa Italia rinnovellata è nel pensiero e nello spirito vicino al suo Grande che così altamente onorate e Como è orgogliosa di ospitarVi, orgogliosa delle discussioni scientifiche che si svolgeranno sotto il suo cielo e augurandoVi lavoro proficuo, intese feconde, Vi rinnova il suo fervido saluto.

Parole pronunciate dal Prof. Q. Majorana Presidente della Società Italiana di Fisica.

Eccellenza, Signore e Signori,

La solenne cerimonia che qui oggi tutti ci riunisce ha carattere complesso; promossa dal benemerito comitato per le onoranze Voltiane, essa ha per scopo principale quello di commemorare il grande Comasco, la qual cosa degnamente sarà fatta dall'illustre collega Garbasso. Intervengono ad essa i membri del Congresso internazionale dei Fisici, che così oggi qui si inaugura, e i membri del Comitato Elettrotecnico internazionale, che già da qualche giorno ha iniziato i suoi lavori nella vicina Bellagio.

Qui è dunque rappresentata la Scienza pura e l'applicata; e i cultori dell'uno e dell'altro ramo, qui riuniti, convenuti da ogni parte del mondo, reverenti si inchinano nel rievocare la memoria del più grande innovatore della Scienza, (e indirettamente della tecnica) che mai abbia avuto l'umanità; di quell'uomo cioè che improvvisamente, dal principio del secolo scorso diede un indirizzo nuovo ed insperato a quel capitolo della Fisica che si chiama « l'Elettricità », e che allora pareva aver raggiunto un termine al di là del quale non fosse possibile compiere ulteriore scoperta.

Con Volta si aprì così un'era nuova alla Scienza e alla tecnica: dopo di lui le scoperte si sono susseguite ininterrottamente; nuovi legami si sono trovati fra i fatti più disparati; l'elettricità è stata applicata nel modo più svariato a tutti i bisogni della vita; e una doppia schiera di cultori della

scienza e della tecnica lavorano in tutto il mondo a sempre più perfezionare le nostre conoscenze. Di tali cultori abbiamo l'onore di avere qui le più illustri rappresentanze.

Ho preso la parola per porgere un saluto ad essi a nome della Società di Fisica italiana, che io qui rappresento, e che è stata incaricata dal benemerito Comitato delle onoranze Voltiane di organizzare il Congresso internazionale dei Fisici. Altri parlerà più direttamente agli Elettrotecnici. E prima che sia pronunciata la solenne orazione in memoria di Alessandro Volta, mi piace rilevare l'alto significato che ha per la Scienza e particolarmente per noi Italiani, il Congresso di oggi.

Per la Scienza, in quanto esso riunisce le persone più elette, che nelle loro sedi sparse per tutto il mondo hanno dedicato la vita allo studio dei più ardui problemi, mantenendo quella evoluzione incessante che, possiamo dire con fierezza, si è affermata dall'epoca di Volta in poi. Da questo convegno, che si prospetta denso di temi e rapporti svariati, importantissimi e concernenti le più gravi questioni della fisica moderna, e che perciò presenta caratteristiche del tutto eccezionali, verrà accelerata la soluzione di tali questioni, in conseguenza dello scambio diretto di idee fra gli intervenuti.

Per noi Italiani infine, possiamo dire di essere orgogliosi di ospitarvi e di raccogliervi tutti, o illustri rappresentanti della scienza di tutto il mondo. Orgogliosi nel nome del nostro compatriotta Alessandro Volta, che tutti onorano, orgogliosi, perchè il suo nome è il primo di una fittissima schiera di eletti, che col loro lavoro resero tanto bene all'umanità, e dei quali mi piace di ricordare fra quelli che furono, Davy, Oersted, Ampère, Arago, Faraday, Joule, Maxwell, Kelvin, Bunsen, Helmholtz, Hertz, Röntgen, Bell, e in Italia Pacinotti, Mencci, Ferraris, Righi, schiera che oggi ha rappresentanti come Edison, Lorentz, Zeeman, Perrin, Laue, Planck, Aston, Bragg, Rutherford, Thomson, Compton, Hall, Millikan, Siegbahn, Debye, Marconi, e molti altri. Fra essi parecchi hanno voluto cortesemente aderire al nostro invito, e sono qui presenti.

E la Scienza, da riunioni come l'odierna, non può che trarre vantaggio per il suo progresso. Noi Italiani, che da cinque anni abbiamo la fortuna di godere un'era novella ricca di energie produttrici, fra le quali non ultima, ma bensì prima deve essere quella che favorisce lo studio e il progresso di ogni umana conoscenza, siamo lieti di ospitare tante illustri personalità, e di potere così, oltre che rendere doveroso omaggio alla memoria di un Grande, affermare anche quello spirito di collaborazione scientifica, che è uno dei più notevoli fattori del progresso umano.

Messieurs les Congressistes,

Soyez les bienvenus, vous qui venez de vos divers pays, nous rendre visite, dans la grande occasion du centenaire de la mort de Alexandre Volta.

Vous devez vous attendre à l'accueil le plus cordial de notre part. Si votre séjour en Italie ne vous apprend pas que nos laboratoires scientifiques sont au niveau des plus importants que la richesse d'au delà les Alpes, et celle d'au delà l'Océan, ont su créer, il vous fera voir que nous Italiens nous efforçons, avec toute notre bonne volonté, de collaborer énergiquement avec vous. Il n'y a point, parmi nous, de physicien ou d'électrotechnicien, et en général il n'y a pas de vrai studieux, qui ne sait lire, au moins, les quatre langues mondiales les plus importantes. C'est là une preuve évidente de l'intérêt qu'excite en nous l'activité scientifique des autres pays. Et si l'Italie a été, en tout temps, le berceau d'un grand nombre de doctrines, et des plus importantes, aujourd'hui Elle collabore avec vous, grâce à l'intelligence de ses fils, et malgré l'insuffisance générale de ses moyens techniques, à l'étude des problèmes les plus importants. Il n'est point présomptueux de dire que ce travail n'a pas été et n'est pas stérile.

Messieurs les Congressistes,

Lorsque nous aurons écouté les discours chaleureux qui nous rappelleront la grandeur de Alexandre Volta, nous

nous réuniront à part en un Comité plus restreint, pour discuter les graves problèmes qui agitent l'esprit inquiet du physicien moderne. Le souvenir du grand Volta sera notre guide dans ce travail; la suggestion du lieu qui nous accueille et qui Lui a donné naissance, de même que le nombre et l'autorité de Ceux qui sont présents ici, rendra notre travail plus heureux et profitable.

Parole pronunciate dal Prof. G. C. Vallauri
Presidente
della Associazione Elettrotecnica Italiana

Come Presidente dell'A. E. I. desidero esprimervi in nome degli elettrotecnici italiani la nostra soddisfazione profonda per la solennità di questa celebrazione e la nostra viva riconoscenza per il contributo, che ciascuno di voi ha voluto recare a tale solennità con la sua presenza.

Le questioni che a Como e a Bellagio voi state in questi giorni trattando, i problemi che discutete, le conclusioni che formulate, sono la miglior prova del superbo cammino, che scienza e tecnica hanno compiuto e compiono insieme, aiutandosi vicendevolmente nel trar profitto dalle grandi conquiste degli altissimi genii, come quello che oggi onoriamo.

Progresso della scienza e progresso della tecnica vogliono dire collaborazione internazionale e la gradita presenza in quest'aula dei rappresentanti di tanti paesi ne è la conferma indiscutibile. Onorare Alessandro Volta vuol dire onorare, insieme con lui, anche gli altri gloriosi pionieri della fisica moderna. Perciò io credo, che noi tutti qui presenti, nel partecipare con animo reverente e grato alla esaltazione del grande comasco, ci ispiriamo ad un profondo sentimento di collaborazione e di solidarietà umana, e sono convinto che esso ci è di aiuto e di incitamento ad adempiere con inesauribile entusiasmo non solo ai nostri doveri di studiosi e di tecnici, ma anche a quelli, assai più vasti, di cittadini delle nazioni a cui rispettivamente apparteniamo. Con tale sentimento di solidarietà io vi porgo, e col medesimo sentimento vi prego di accogliere, il saluto degli elettrotecnici italiani.

Commemorazione di Alessandro Volta

(1752-1827)

Discorso dell' On. Sen. Prof. A. Garbasso

Signori!

Se anche Alessandro Volta non avesse inventato la pila, gli spetterebbe ad ogni modo nella storia della fisica, o anzi nella storia dell'elettrologia, un posto eminente.

In realtà anche quelli dei suoi lavori, che parvero ai contemporanei di interesse esclusivamente chimico, o termologico o meteorologico, preparavano le vie al progresso ulteriore della scienza dell'elettricità.

Le ricerche sul metano lo portarono a costruire la prima lampada a gas, e la pistola, ed ad immaginare un progetto di telegrafo elettrico; ma dalla pistola egli stesso ricavò l'eudiometro, e con l'eudiometro fece egli stesso la sintesi dell'acqua, prima del Lavoisier.

Usando l'eudiometro del Volta il Gay-Lussac dimostrò più tardi la legge delle combinazioni delle sostanze gassose; e dalla legge del Gay-Lussac derivarono successivamente l'ipotesi geniale di Amedeo Avogadro, e la tabella dei pesi atomici di Stanislao Cannizzaro, e il sistema periodico del Mendelejeff, e da ultimo la teoria elettrica della materia.

Così, nel lavoro di lunga lena sulla dilatazione dell'aria, Alessandro Volta non dimostrò soltanto, dieci anni prima del Gay-Lussac, che il volume è funzione lineare della temperatura, e che il coefficiente è identico per l'aria atmosferica e per il vapor d'acqua non saturo, ma determinò anche in $1/270$ il valore della celebre costante, che ricomparendo in un altro capitolo della fisica come coefficiente di aumento

di resistenza, doveva gettare tanta luce sul fenomeno della conduzione metallica.

Così ancora, nelle lettere sulla meteorologia elettrica, un dettaglio sperimentale, l'uso della fiamma come collettore, completò una ricerca iniziata nel secolo precedente dagli Accademici del Cimento, e fornì il primo esempio di un sistema gassoso jonizzato.

Ugualmente importanti appaiono, anche a chi le consideri a tanta distanza di tempo, le ricerche sulla capacità dei conduttori e sul condensatore.

Il Coulomb, dopo aver ritrovato la legge delle attrazioni e delle repulsioni, scriveva non esservi ormai da sperare nessun ulteriore progresso della scienza elettrica. In realtà, il suo lavoro, pure portando alla definizione della quantità di elettricità, non chiudeva nemmeno il primo capitolo dell'elettrostatica; perchè rimanevano sempre da definire la *capacità* e il *potenziale*, due grandezze la cui nozione precisa dobbiamo appunto ad Alessandro Volta.

Anche per questo titolo ha diritto, Alessandro Volta, di entrare nella schiera dei grandissimi fisici, perchè fu sempre caratteristico dei grandissimi fisici vedere appunto con chiarezza le nozioni di nuove grandezze.

Si potrebbe anzi dire, senza timore di essere paradossali, che proprio nella introduzione delle nuove grandezze e nella scoperta delle relazioni che le legano, si concretino le massime benemeritenze degli uomini di genio; che, per esempio, i maggiori titoli di gloria di Galileo Galilei e di Isacco Newton si riassumano rispettivamente nelle due equazioni:

$$v = gt,$$

e

$$f = am.$$

Alessandro Volta intuì, per sua parte, che, a parità di carica la capacità è inversamente proporzionale al potenziale, o, come egli diceva, alla tensione. E valendosi di questo criterio dimostrò che «la capacità di un disco *solitario* va crescendo a misura che egli si affaccia ad un altro piano non

isolato »; il Volta fece in altre parola la teoria del condensatore, e del resto anche il termine *condensatore* è suo.

Con tutto ciò il nome di Alessandro Volta rimane legato di preferenza alla invenzione della pila, ed è giusto. Anche più giusto sarebbe che si chiamasse da lui la corrente elettrica perchè egli fu il primo uomo che abbia veduto con gli occhi della mente il fluido elettrico muoversi (sono parole sue) in continuo giro, perchè per merito del Volta il vocabolo *corrente* è passato immutato o tradotto dalla lingua italiana in tutte le lingue del mondo civile.

Ma al nome di Alessandro Volta, la storia imparziale associa quello di Luigi Galvani.

Luigi Galvani, nato a Bologna nel 1747 (di cinque anni dunque più anziano del Volta, che nacque a Como nel 1752) professore di anatomia nell' Università Bolognese, attendeva fin dal 1780 a certe esperienze sulle rane.

La sua grande memoria, che segna come una pietra miliare nella storia delle scienze, fu stampata solamente nel 1791, in latino, col titolo *De viribus electricitatis in motu musculari*; l'Autore aveva dunque lavorato undici anni, prima di decidersi a pubblicare dei risultati così nuovi e così singolari: risultati che furono esposti in trentanove pagine.

Esiste, e si conserva nella biblioteca della Reale Accademia delle Scienze di Bologna, una grande quantità di appunti manoscritti del Galvani, e una serie anche di compilazioni riassuntive, che servirono alla fine per l'ultima redazione della memoria.

Il quinternò di data più antica è del 9 novembre 1780, ma vi si parla già di rane preparate *alla solita maniera*; il Galvani dovette dunque cominciare a lavorare anche avanti il novembre dell' 80.

La prima esperienza è descritta nelle prime righe della memoria in questi termini (traduco liberamente): « Avevo preparato per certe mie ricerche una rana nel modo che appare dalla figura ⁽¹⁾; ora avvenne che un mio assistente,

(1) È la solita preparazione che impieghiamo anche adesso per ripetere l'esperienza nei corsi.

toccando leggermente con un ferro i nervi crurali provocasse delle vive convulsioni. Un altro assistente notò che le convulsioni non avvenivano per il solo contatto del ferro, bensì quando, contemporaneamente, si cavava una scintilla dal conduttore della macchina elettrica, che, per altri scopi, era nella stessa stanza ».

Questo fatto parve dimostrare al Galvani, e la frase è scritta testualmente in suo appunto con la data del giorno di Natale 1780, che « il fluido elettrico deve essere considerato nudamente come un mezzo atto ad eccitare la forza nerveomuscolare ».

In un altro foglietto egli dice: « l'atmosfera elettrica percossa ed urtata e vibrata dalla scintilla, è quella che portata al nervo ed urtando similmente e commovendo un qualche principio mobilissimo esistente nei nervi, eccita l'azione della forza nerveomuscolare ».

Traduciamo che la scintilla provoca una scarica indotta istantanea e tutto andrà perfettamente bene. E concludiamo che le scariche indotte furono dunque osservate prima della corrente continua, e comprese perfettamente nel loro meccanismo da Luigi Galvani.

Più tardi, quando il Galvani provò ad eccitare le contrazioni spasmodiche delle rane con l'azione delle scariche atmosferiche, egli appuntava, nell'estate dell' 86 « è dunque una tale preparazione della rana un elettrometro.... ed un elettrometro il più squisito sin'ora scopertosi ». A questo periodo avrebbe potuto sottoscrivere il Volta della seconda maniera.

Ora, nel settembre di quello stesso anno 1786, accadde a Luigi Galvani di osservare il fatto nuovo, dal quale tante conseguenze dovevano derivare.

Aveva preparato delle rane al solito modo, e le aveva appese ad una ringhiera, in una giornata serena per vedere se, anche in quelle condizioni, esse potessero dare qualche segno dell'esistenza dell'elettricità atmosferica.

E qui bisogna leggere il suo latino. Avverto che non si tratta del testo della memoria, ma di una prima redazione, con la data del 30 ottobre 1786.

«Ranas itaque consueto more paratas, uncino ferreo earum spinali medulla perforata atque appensa, septembris initio, die vesperascente, supra parapetto horizontaliter collocavimus. Uncinus ferream laminam tangebatur; en motus in rana spontanei, varii, haud infrequentes.»

Il parapetto era la ringhiera di ferro del terrazzo, dal quale il Galvani aveva già eseguito le ricerche sulle contrazioni tetaniche della rana, prodotte dai fulmini, durante un temporale. Dal testo che ho letto si deduce dunque che l'esperienza fu fatta la prima volta in condizioni particolarmente sfavorevoli, cioè con un arco costituito di due parti omogenee.

Ma confrontando il manoscritto con la memoria stampata, si ricava pure che il Galvani dovette accorgersi dell'opportunità di usare, per la più sicura riuscita, un arco bimetallico. Nella memoria del 91 il passo che ho citato ricompare infatti con una modificazione essenziale, perchè, dove si ricordano le condizioni di quella prima casuale osservazione, in luogo di *uncino ferreo* sta scritto *uncis aereis*: l'uncino di ferro è divenuto, in quei cinque anni di intervallo, un uncino di rame.

Il che fa senza dubbio un grandissimo onore al Galvani sperimentatore.

Un'altra cosa torna invece a suo demerito, ed è difficile assai spiegarne le ragioni. I primissimi appunti dell'86 sono in un quaderno col titolo di *Esperimenti circa l'elettricità dei metalli*; nella memoria del 91 la terza parte, che è quella che ci interessa, è intitolata invece: *De viribus electricitatis animalis in motu musculari*.

Vuol dire che il Galvani era stato in qualche modo Voltiano da principio e divenne Galvaniano solamente da ultimo; proprio come fu Galvaniano per due anni, prima di trovare la sua via, Alessandro Volta.

Nella lettera al Dott. Baronio sopra *l'elettricità animale*, che è del 3 aprile del 92, il Volta dichiarò francamente «questa elettricità è propria e nativa degli animali, non estranea e infusa altronde», e più sotto aggiunse «la rana

preparata nel modo indicato si comporta a certi riguardi come una boccia di Leyden ».

Subito dopo, in una *Memoria sull'elettricità animale*, con la data di Pavia 5 maggio 1792, cominciò il nostro fisico a preoccuparsi della funzione dell'arco metallico; ma si accontentò di osservare che esso « deve accelerare non poco, e determinare maggiore accorrimiento e trasporto di fluido elettrico dall'una all'altra parte del corpo vivente ». Agirebbe dunque, l'arco, come una derivazione di piccola resistenza.

Seguì una *Memoria seconda sull'elettricità animale*, che è del 14 maggio del 92, cioè di appena nove giorni posteriore alla precedente. Alessandro Volta vi annuncia che contrazioni si possono ottenere mandando una debole scarica fra due punti del nervo crurale, senza interessare il muscolo, e dà dell'esperienza una variante interessantissima, avvertendo che, se a due porzioni del nervo si applicano due piccole armature, una di foglia di stagno e l'altra di foglia di argento, e le si portano a contatto direttamente o per mezzo di un terzo metallo, le contrazioni si producono ancora.

A proposito di queste ricerche una riflessione è particolarmente notevole, perchè mostra come cominciasse ad orientarsi, nel maggio del 92, il pensiero del Volta: « non si concepisce troppo (sono parole sue) perchè richiedasi che tali armature siano dissimili ».

Ma nella memoria del 14 maggio si trova anche la prima esperienza di elettrolisi, che sia mai stata descritta. Alessandro Volta aveva tentato probabilmente di provocare delle contrazioni nella lingua: incontrò invece un fatto nuovo.

L'esperienza si fa, come egli la descrive, « con non altro artificio che questo, di applicare alla punta della lingua una lamina di stagno e posare sul mezzo della lingua medesima un cucchiaino d'argento, e far quindi toccare il manico di questo cucchiaino alla lamina contro cui preme la punta della vostra lingua. Con non altra operazione che questa gustere-te un sapore acidetto ».

Se i metalli si invertono il sapore « non è già acido, ma piuttosto alcalino »

E così, a partire dall'estate del 92, l'opera del Volta è guidata da due idee dominanti: rendersi conto della funzione dell'arco bimetallico; svolgere, nelle sue conseguenze, l'esperienza fatta sulla lingua con la coppia argento-stagno. In realtà, nella *Memoria seconda sull'elettricità animale* è già in germe ogni scoperta ulteriore.

Poco dopo la pubblicazione di questo lavoro d'importanza capitale, Alessandro Volta, scrivendo ad un collega, l'abate Tommaselli incomincia a restringere il campo dell'elettricità animale, e afferma in sostanza che di elettricità animale si può parlare solamente quando l'arco è monometallico, quando invece, per la riuscita delle esperienze, è necessaria una coppia di metalli diversi, questi si devono considerare non solo come conduttori, ma come motori dell'elettricità. E la parola motori è scritta dal Volta in corsivo.

In un'altra lettera, al Van Marum, dell'11 ottobre di quello stesso anno 92, vi è addirittura la teoria del contatto. Dopo di aver descritto ancora una volta l'esperienza dell'elettrolisi sulla lingua, dopo avere indicato quali archi convenga scegliere per la migliore riuscita, Alessandro Volta si chiede come mai due metalli differenti possano turbare l'equilibrio del fluido elettrico, e propone queste tre spiegazioni: o dei due metalli uno tende ad attirare l'elettricità e l'altro a cederla, o entrambi tendono ad attirarla o a cederla ma in misura differente. Basta evidentemente mutare poche parole perchè le tre ipotesi appaiano tradotte nel linguaggio della teoria elettronica.

Ma la lettera al Van Marum contiene anche l'osservazione che l'esperienza dell'elettrolisi si può fare con un arco monometallico, purchè le due estremità differiscano per la tempera o la durezza o la pulitura. Nella quale osservazione dovette vedere il Volta la via a spiegare quelli fra i risultati del Galvani, che, anche per un suo giudizio precedente, sembravano attestare l'esistenza di una particolare elettricità animale.

Certo, il 10 febbraio del 93, egli cominciò una lettera all'abate Anton Maria Vassalli, professore nell'Università di Torino, con una dichiarazione di principio.

« Che pensa Ella della pretesa elettricità animale? Per me sono convinto da un pezzo che tutta l'azione procede originariamente dai metalli, combacianti un corpo umido qualunque o l'acqua stessa. »

In questa lettera al Vassalli che è, ripeto, del 10 febbraio del 93 appare per la prima volta il termine di *corrente elettrica*.

Il fisico lombardo faceva così consapevolmente rispetto agli elettricisti suoi contemporanei quel passo che solamente Galileo Galilei aveva fatto nella meccanica rispetto ad Archimede Siracusano: passava dalla statica alla cinematica o anzi alla dinamica.

Nella lettera stessa al Vassalli sono descritte nuove esperienze, a chiarire il funzionamento dell'arco monometallico, nel caso della disposizione del Galvani. Le zampine di una rana, preparata al solito modo, si affondano in un bicchiere d'acqua, il troncone della colonna vertebrale in un altro bicchiere; un filo di ferro accuratamente scelto fa da arco fra i due liquidi e non provoca contrazioni. Le contrazioni si mostrano temporaneamente, se una delle estremità dell'arco si fa scaldare, tenendola per qualche minuto nell'acqua bollente; si presentano invece con la massima regolarità, se da una parte il filo di ferro viene arroventato e poi raffreddato rapidamente, vale a dire temprato. Dal primo di questi fatti si deduce, ed è bene prenderne nota, che bisogna segnare all'attivo di Alessandro Volta, con l'elettrolisi, anche i fenomeni termoelettrici, almeno quello che molti anni più tardi fu chiamato fenomeno del Becquerel.

Tirando le conseguenze di un postulato da lui suggerito all'abate Tommaselli, il Volta concluse per sua parte con negare decisamente l'esistenza dell'elettricità animale; il suo modo di ragionare sembra ricalcato sopra una delle *Regulae philosophandi* di Isacco Newton.

Risposero due Galvaniani, il Valli e l'Aldini, e rispose il Galvani in persona, nel 94, con una memoria pubblicata senza nome d'autore, ed intitolata *Dell'uso e dell'attività dell'arco conduttore nelle contrazioni dei muscoli*. Il lavoro è

interessante perchè vi si sostiene la tesi che l'arco può non essere completamente metallico, ma interessante soprattutto perchè vi è descritta, se non erro, la pila del Volta, in una forma schematica, semplice ed elegante.

Sopra un piano di cera, fissa il Galvani due striscioline di foglia metallica, una di stagno ed una di ottone, che si affacciano alla distanza di un paio di millimetri, e con le altre estremità toccano nel modo solito i muscoli ed i nervi della rana. Basta far cadere nell'intervallo una goccia d'acqua, a chiudere il circuito, perchè le contrazioni si manifestino immediatamente.

Il Galvani, ottimo sperimentatore, e non ottimo ragioniere, ne concludeva che dunque ciò che vi è di essenziale è solamente la continuità dell'arco.

Da queste posizioni il Galvani non uscì più nemmeno nelle *Memorie sull'elettricità animale* dedicate a Lazzaro Spallanzani e pubblicate nel 97, le quali non contengono del resto nessun fatto nuovo.

Egli non doveva assistere al trionfo del suo rivale; destituito dalla sua carica il 20 aprile 1798 (o anzi fiorile dell'anno sesto) per non aver voluto prestare il giuramento di fedeltà alla Repubblica cisalpina (*Res publica sub Gallorum auspiciis*, come egli scrisse in un suo appunto), profondamente addolorato per la scomparsa della moglie amatissima, morì il 4 dicembre di quello stesso anno 1798.

Il Volta intanto proseguiva per la sua strada: riconosceva la funzione degli elettroliti, o, come egli diceva, dei conduttori di *seconda classe*, e stabiliva che per ottenere la corrente è necessario impiegare almeno due conduttori di prima classe (metalli) e uno di seconda, o due di seconda e uno di prima. Dava poi, in una lettera pubblicata nell'aprile del 98, sotto il nome di un supposto *Cittadino N. N.*, la dimostrazione sperimentale del salto di tensione che si produce al contatto di due metalli differenti.

Negli ultimi mesi del 99 la pila era costruita, nelle due forme a colonna e a corona di tazze; Alessandro Volta la pubblicò finalmente in una lettera al R. Hon. Sir Joseph

Banks, presidente della Società Reale di Londra, datata Come en Milanois, ce 20 mars 1800.

Dopo, per anni, il trionfo del Volta fu incontrastato.

Egli che dal 74 era stato reggente al ginnasio di Como, e dal 79 era professore all'Università di Pavia, fu invitato a ripetere le sue esperienze davanti all'accademia delle scienze di Parigi, e a Napoleone Buonaparte Primo Console.

Vi lesse, fra l'unanime plauso, una memoria riassuntiva, che concludeva così:

« Vi ho fatto osservare che la quantità di fluido elettrico messa in moto dai miei apparecchi è assai più grande ad ogni istante, di quella che è messa in moto dalle macchine elettriche ordinarie; che quelli ne forniscono più abbondantemente di queste, quando si tratta, non di accumulare il fluido elettrico in corpi isolati per sollevarvi l'elettricità ad un alto punto di tensione, ma quando si tratta di una corrente continua di questo fluido, mantenuta da una azione continua in un circolo di conduttori. »

Nel 1927 a queste conclusioni non si saprebbe togliere una parola o mutare una virgola.

Pubblicata la lettera a Sir Joseph Banks, Alessandro Volta tacque; solamente nei suoi manoscritti rimane traccia di una ricerca interessantissima sull'elettrolisi del cloruro di sodio.

Nel 1819 lasciò definitivamente Pavia e si ritirò a Como, dove morì il 5 marzo 1827.

Ed ora, Signori, mi permetterete di ricordare in forma di conclusione, che l'invenzione della pila, dalla quale è nata l'elettrodinamica, con le mirabili conseguenze che tutti conoscono per la scienza e per la tecnica, è un'invenzione schiettamente ed unicamente italiana. Italiano il Galvani, italiano il Volta, italiani i colleghi ed i discepoli dell'uno e dell'altro, che presero parte alla polemica, in qualche momento vivacissima.

Grandi osservatori e sperimentatori entrambi il Galvani ed il Volta. Certo il Galvani fece la prima osservazione per puro caso, ma indicò egli stesso le condizioni migliori per

ripetere l'esperienza. Più acuto il Volta, che seppe liberarsi a tempo dal *pregiudizio* dell'elettricità animale, e fra i due il solo veramente geniale. Ma geniale di una genialità diversa da quella istintiva e trionfante di Galileo Galilei, come da quella fredda e sicura di Isacco Newton, geniale di una genialità che fa pensare piuttosto alla definizione del Buffon, secondo la quale *le génie est une longue patience*. Di una genialità ad ogni modo che basterebbe da sola alla gloria di una Nazione.

Discorso del Prof. A. E. Kennelly

(Stati Uniti d'AMERICA)

Mr. Chairman, Ladies and Gentlemen :

It is with great appreciation of the honour conferred upon me, that I rise to respond to the address of welcome which we have just had the pleasure of hearing. Although I am speaking in the name of the representatives of U. S. A., I believe that I am voicing the sentiments and expressing the thoughts of the many representatives from all parts of the world, united here to celebrate this auspicious anniversary event.

This ancient and beautiful city of Como, renowned of old as Comum, the birthplace of both Pliny the elder and younger, is of special significance and importance in modern times to all visitors who, like ourselves, are deeply interested in the science of electricity, and in its application to the affairs of men; because here in Como, the world famous physicist Alessandro Volta was born in 1745, and here also he died one hundred years ago. Here in Como he lived and worked until 1778, when, already famous through his electrophorus, he was called to occupy the chair of Physics at the University of Pavia. Here again he returned in the later years of his life. This charming lake and town of Como were therefore closely associated with his life and work. Just as he was the originator of the Voltaic circuit; so we may, in a certain sense, regard Como as a source of that inspiration by which he worked and won. It is generally admitted that beautiful surroundings stimulate the work

of the artist. May we not likewise admit that beautiful surroundings stimulate also the work of the scientist? The brilliant sunshine of Italy and the charm of her varied scenery may have been sources of the numerous great contributions that the whole world owes to this land, through so many centuries of Italian science, art, literature and engineering.

In our present stage of development in electrical applications, it is hard for us to imagine a time when there was no such thing as an electric current, either in reality or in conception. When, however, Volta was a student of electricity here, in the sixties of the seventeen hundreds, there were electric charges and discharges, attractions and repulsions, sparks and shocks, fluids or quantities of fluid; but the electric current that we are so familiar with today, was an unknown phenomenon.

Volta realised the probable existence, and suggested the idea of a steady electric current, at least as early as October 1792, - 135 years ago. In a letter from Como, of that date, to the electrician Van Marum in Haarlem, he writes of a «*courant continuel*» and «*le fluide doit circuler sans cesse*». At that time he had produced a simple Voltaic couple, by placing two strips of different metals so as to touch each other, and then bringing their free ends into contact with his tongue. He could detect, by taste, the feeble continuous current thus produced: but he was as yet unable to make its presence otherwise discernible.

A full collection of Volta's discoveries and scientific papers has recently been issued by a national committee under the auspices of the Reale Academia dei Lincei: but a very interesting abstract of his electrical letters and papers, entitled «*L'Opera di Alessandro Volta*», has been published, this year, by the Associazione Elettrotecnica Italiana, whose many efforts towards making our visit here successful and agreeable, we all so much appreciate. Only a few passages from the book can be cited here.

It seems likely that Volta's discovery, in electro-physiology, of a stimulus to the sense of taste in the tongue, by

the contacts between pairs of dissimilar metals, might have remained sterile and undeveloped, if it had not been for his earlier invention of the condensing electroscope (elet-troscopio condensatore) which he developed in 1780. The ordinary gold-leaf electroscope was well known at that time; but it was an instrument adapted to indications of relatively high potentials, such as the frictional electric machine readily supplied. This simple electroscope of his student years easily indicated static potentials that today might be described as of the order kilovolts. With care, it might even serve to indicate hectovolts; but to volts, it was not capable of responding; nor had the need arisen for rendering such low potentials evident. Volta, however, had studied in 1778, the variations produced in the behavior of charged conductors, when the dimensions of their dielectric envelopes were varied. He found that diminishing the dielectric thickness, increased the capacitance, and lowered what he called the *potential* of the charge; while, on the contrary, increasing the dielectric thickness, lowered the capacitance and raised the potential. In 1780, he invented what he called a condenser (condensatore), consisting of a pair of parallel circular metallic plates separated by a thin layer of dielectric. He conceived the idea of applying a variable condenser to an electroscope, so that an electric charge with potential of the order volts, might be raised to the order hectovolts by suitably reducing the condenser capacitance. He was thus enabled to detect, with the aid of his condensing electroscope, the feeble electromotive forces of contact between different metals, — of the order of one volt — and to render the same evident by a technique of multiplication. He satisfied himself in this way that the contact effect of two dissimilar metals was a small but definite electromotive force. In a letter to Professor Gren of Halla, dated August 1796, he writes (translation):

“ There arises then in the mutual contact of silver, with
“ say, tin, a force or impulse by which the former *gives up*
“ electric fluid and the latter *receives* it This force

« or tendency produces, if the circuit is completed elsewhere
 « through moist conductors, a current or continual circu-
 « lation of the fluid, which follows the above indicated
 « direction . . . from the silver to the tin, and from the
 « latter, by means of the moist conductor or conductors,
 « returns to the silver, to pass once more to the tin, etc.
 « If the circuit be not completed, but the metals are insu-
 « lated, there remains an accumulation of the electric fluid
 « in the tin at the expense of the silver; that is a positive
 « charge, or as it were an *excess* in the former, and a nega-
 « tive, or *deficit* in the latter: a small electric charge indeed:
 « and insufficient to give indication with an ordinary electro-
 « scope; but which I have finally succeeded, beyond my
 « original expectations, in detecting, so as to obtain even
 « sparks, with the aid of my Condenser »

Although Volta disclosed the discovery of a single cell or « simple couple » in 1792, he had to overcome the difficulties of series connection before he could produce his composite electromotive source or battery. He ascertained that the sum total of the electric tensions produced by a series of simple metallic contacts, remained very small; but he discovered the means of overcoming the difficulty, by intercalating an electrolyte, or « moist conductor », alternately with each metallic contact. The result was his « electric pile », when the metal plates and moistened pads were piled one above another in a vertical column, and also his « crown of cups » (*couronne de tasses*) when the individual cells in successive cups, were arranged in a circular or coronal loop around a table. This great discovery was announced in a letter of March 1800, to Sir Joseph Banks at London, President of the Royal Society. Volta had been elected a Fellow of the Royal Society in 1791.

The scientific world, as we can well imagine, was astonished and delighted at the announcement of Volta's new source of electricity, capable of producing a continuous electric current of low voltage in a closed circuit. Humbolt wrote to Volta shortly afterwards: « Vous avez étonné le

monde ». Sir Humphrey Davy is quoted as remarking that the voltaic battery was an alarm bell to experimenters in every part of Europe.

So great was the surprise at these new Voltaic phenomena, that many electricians at first doubted whether Volta's pile really produced electricity such as they were accustomed to generate with the familiar frictional machine, or with Volta's already familiar electrophorus of 1775. The Academy of Sciences of Haarlem, Holland, proposed the following question for discussion or demonstration:

« Can the Voltaic pile be explained by the known laws or physical properties of electricity, or is it necessary to assume the existence of a new and special electric fluid? »

We have already seen that Volta, in 1796, had described in a letter to a particular electrician, a demonstration answering this question affirmatively.

It is curious to notice that high-tension electricity, of the period preceding Volta's discovery, had not lent itself to practical applications; whereas the low-tension electricity of the Voltaic source and circuit speedily developed applications at the hands of numerous discoverers and inventors. Ever since 1827, the voltage of circuits in practical use has been steadily rising, until we have recently become familiar with the existence of power-transmission circuits of over 200 000 volts, — electromotive forces of the order produced by the early frictional machines. Electrical workers have spent the century since Volta's death in climbing back to the tensions of the years preceding Volta; but only with the aid of apparatus developed upon the basis of his low-tension circuit.

The recognition received by Volta's discovery was swift and notable. He was invited in 1801 to exhibit his apparatus before the National Academy in Paris, and he was accorded the Academy's gold medal. But his great reward lay in the rapidity with which his cell, battery and circuit became known and adopted in all countries. He ceased to be a national physicist, and became recognised internationally as a

world physicist. His name, by unanimous consent, has been immortalised by incorporation with the international practical unit of electromotive force, — a term he himself invented. This word « volt », incessantly repeated by countless thousands, is a perpetual world memorial, probably more durable than emblems of metal or stone. If you seek his greatest monument, listen afar.

The International Electrotechnical Commission, established in 1906, a body of electrical workers having autonomous committees in twenty eight countries, is now holding its meeting of 1927 here together with the International Congress of Physicists, and other scientific conventions, in honour of Alessandro Volta. This Como meeting is in itself an international testimonial to the importance of Volta's contribution to electricity. The numerous and complicated circuits in practical service today, continuous and alternating, wire and wireless, are all developments and extensions, through later discoveries and inventions, of the Voltaic circuit.

Enormous as have been the practical applications of electricity since 1800, based on Volta's discoveries, the developments in popular psychology and in technical modes of thought, have been commensurately great. It is evident from the literature of electricity prior to 1800, that not only was the study of electricity restricted to a very few physicists; but the notions associated with the subject were confined to electrostatics; i.e. to charged conductors and their sudden discharge. At the present time, the whole civilised world is familiar with electrical applications; while the notions associated with them are essentially dynamic and connected with the Voltaic circuit.

It may be said with little reservation that all of us here assembled are associated in some way with electricity and its applications. Our activities and occupations have therefore been advanced and perhaps even rendered possible by Volta and his work at Como. Unless we frame the unlikely hypothesis that if Volta had not announced the dis-

covery of his battery and circuit in the year 1800, some other physicist would almost immediately have done so, it follows that the grand sequence of electrical discoveries, inventions and developments based on Volta's work would have been held back and delayed — probably for a considerable period, and possibly for many decades. The work that each one of us here has done, now does, or yet may do, in relation to electricity and its uses, has therefore been advanced and furthered by the great contributions of Volta. In this sense, we are all indebted to him, both individually and collectively.

Volta's source and circuit laid the foundations for the great world structure of applied electricity that has been reared by countless workers since his time. Within the intervening century, there have been revealed to the astonished eyes of men, electric telegraphy, light, power, heat, telephony and radio. As our own I.E.C. work indicates, all these are world-wide, owning common basic sciences, universal physical laws, and international units of measure.

The Voltaic circuit has especially been the progenitor of the great science and art of electric communication, which, first by wire, over land and under sea, later by radio through the air, has interwoven among the peoples electric ties that are the most binding we yet know. World communication is but another way of spelling world friendship. The broadcast voice, as we overhear it today, is always and everywhere a friendly voice. Only recently, electric telephony over the broad oceans has supplemented the telegraphic work of cables laid beneath them. Within the last year, radio signals are announced to have been received and recorded that girdled the entire world in about one seventh of one second, thus outdoing more than sixteen-thousand-fold the then wanton phantasy of Puck in Shakespeare's drama.

We electric workers, from many lands, meeting in this hall of Volta's city, felicitate ourselves, and join with our gracious Italian hosts, in acknowledging the esteem and

affection with which the name and fame of *Alessandro Volta* are held among us all. After we shall have accomplished our tasks, and returned to our respective abiding places, we believe that the word « volt », so often repeated among us, will take on a new international connotation, because it will awaken memories of this auspicious meeting, of our glad Italian welcome, and of pleasant hours in friendly co-operation with electrical workers of all nations, at *Como*.

Discorso del Prof. P. Janet

(FRANCIA)

Messieurs,

La commémoration des grands hommes et des grandes œuvres est un des devoirs les plus sacrés de l'humanité: c'est par elle que le présent se rattache au passé et prépare l'avenir; c'est en elle que les hommes peuvent oublier tout ce qui les divise pour s'unir en un commun sentiment d'admiration et de reconnaissance pour ceux dont les immortelles découvertes ont laissé une empreinte profonde et durable sur l'édifice toujours inachevé des connaissances humaines.

En ce jour de fête, où les savants du monde entier rendent un solennel hommage à votre illustre compatriote, la France, à qui Volta fut attaché par des liens si étroits et si nombreux, tient à exprimer publiquement la part profonde qu'elle prend à cette cérémonie dans laquelle son cœur bat à l'unisson du vôtre.

C'est que, Messieurs, ce n'est pas sur une réputation lointaine et par oui-dire, ce n'est pas par la simple lecture de froids mémoires scientifiques que nos compatriotes de la fin du XVIIIème et du commencement du XIXème siècle connurent Alexandre Volta: c'est sa personne même, c'est sa parole chaude et vibrante exposant d'un accent persuasif et impeccable ses théories et ses recherches, qui laissèrent une impression ineffaçable sur tout ce que la Société française comptait de plus éminent dans le monde des Sciences de la Médecine et de la Politique.

Dans l'année 1782, Volta, déjà connu par d'importants

travaux se rendit à Paris où il entra en relation avec les principaux membres de l'Académie royale des Sciences, en particulier avec Laplace et Lavoisier: nommé correspondant de cette Académie le 21 août de cette même année, il ne devait jamais oublier les liens qui le rattachaient à ce grand corps scientifique.

Mais c'est seulement 18 ans plus tard que la découverte retentissante de la pile devait attirer l'attention du monde entier sur le grand savant qui par là même devenait un grand bienfaiteur de l'humanité.

C'était l'époque où l'Institut de France, réorganisé par Bonaparte, brillait de tout son éclat: le premier Consul de la République Française, considérait comme son plus beau titre de gloire d'avoir été élu membre de la première classe des Sciences Mathématiques et Physiques de cet Institut, et au lendemain de son élection, écrivait au Président: « Les vraies conquêtes, les seules qui ne donnent aucun regret, sont celles que l'on fait sur l'ignorance; l'occupation la plus honorable, comme la plus utile, c'est de contribuer à l'extension des idées humaines ».

Aussi, les recherches scientifiques exercèrent-elles toujours sur lui un attrait considérable, et l'on conçoit dès lors l'intérêt passionné avec lequel il suivit, comme tout le monde savant, la découverte si inattendue du grand Physicien italien.

Après ces années si profondément troublées qui marquèrent la fin du XVIIIème siècle, Volta venait d'être nommé Professeur de Physique expérimentale à l'Université de Pavie. Par une lettre du 2 juillet 1801, qui est précieusement conservée dans les Archives de notre Académie, il faisait connaître à Dolomieu les résultats les plus récents de ses recherches sur la pile; mais bientôt, jugeant insuffisantes ces communications par correspondance, et répondant à un vœu unanime, il résolut, dans l'automne de 1801 d'entreprendre, avec son collègue et ami le Professeur Brugnatelli le voyage de France pour se mettre en rapports personnels avec les savants français les plus réputés, et exposer devant eux ses théories et ses expériences.

Le 26 septembre 1801, accompagné de Brugnatelli, il arrivait à Paris, et dès lors il est entouré d'une auréole de gloire et d'attention bien digne de son génie.

Dès le 3 octobre, il assiste, avec son compagnon, à la séance de l'Académie des Sciences où il est présenté par Fourcroy; les deux savants italiens sont immédiatement priés par le Président Haüy de s'adjoindre à la Commission de 12 Membres précédemment nommée pour s'occuper des questions du galvanisme, et qui comprenait, entre autres, Laplace, Guyton de Morveau, Charles, Coulomb, Monge, Biot, Vauquelin, etc. Le 15, Volta, qui possédait admirablement la langue française, exposait chez le Physicien Charles en présence de la Commission, les principes de sa théorie: Laplace y prit un intérêt particulier et demanda la répétition des expériences fondamentales qui furent tout à fait concluantes. La Commission se réunit encore les 21 et 25 octobre, mais c'est seulement le 7 novembre (16 Brumaire an X) que Volta fit devant l'Académie l'admirable communication qui devait marquer une date inoubliable dans l'histoire de la Science.

A cette séance, comme en fait foi la feuille de présence, assistaient 42 membres de l'Académie, parmi lesquels Bonaparte, qui, dès la veille, avait reçu Volta et s'était longuement entretenu avec lui.

Ici, nous laisserons la parole aux documents originaux: il est des circonstances où un simple procès-verbal est plus éloquent que tous les développements littéraires:

Séance du 16 Brumaire, an X.

« Le Citoyen Volta, professeur à Pavie, lit la première
« partie d'un mémoire sur sa théorie du galvanisme et parti-
« culièrement sur la nature du fluide galvanique. Le Citoyen
« Bonaparte propose que la Classe, manifestant dès les
« premiers moments de la paix générale le désir de recueillir
« les lumières de tous ceux qui cultivent les Sciences, donne
« une médaille d'Or au Citoyen Volta, le premier savant
« étranger qui, depuis la paix, ait lu un mémoire dans le
« sein de la Classe, comme une marque de son estime parti-

« culière pour ce Professeur et de son empressement à ac-
« cueillir les travaux de tous les savants étrangers. Il pro-
« pose, de plus, qu'une Commission soit chargée par la Classe
« de faire en grand toutes les expériences propres à répandre
« un nouveau jour sur l'importante branche de la Physique
« dont le Citoyen Volta vient d'entretenir la Classe, et il
« demande que ses proposition soient renvoyées à cette
« Commission.

« La Classe renvoie les proposition du Citoyen Bona-
« parte à la Commission déjà nommée pour s'occuper du
« galvanisme. »

A la réunion suivante, c'est-à-dire cinq jours plus tard, suivant l'usage du temps, Volta devait continuer sa lecture et reproduire les principales expériences sur lesquelles se basait sa théorie. Bonaparte y assistait encore. Les séances de l'Académie se tenaient à cette époque au Louvre, dans cette salle des cariatides que connaissent bien tous les visiteurs du célèbre palais. Voici quelques souvenirs d'un témoin oculaire :

« Arrivés sous la porte du Louvre, on empêcha notre voiture d'entrer : les avenues du palais où l'Institut siégeait alors étaient gardées par un grand nombre de militaires ; il fallut l'ordre d'un officier supérieur pour nous laisser monter. Je ne savais trop à quoi attribuer cet appareil de forces ; aussi, en entrant dans la salle des séances, lançai-je un regard rapide sur toute l'assemblée. Les membres de l'Institut, debout et découverts, étaient rangés autour d'une grande table ronde, et M. de Volta expliquait sa théorie ; on apportait à l'écouter une vive attention. Lorsqu'il cita, comme preuve de l'identité de l'électricité et du galvanisme l'inflammation du gaz hydrogène par l'étincelle galvanique, un membre — c'était Bonaparte — se tournant vers un confrère placé assez près de lui : « Fourcroy, lui dit-il, voici des phénomènes qui appartiennent plus à la Chimie qu'à la Physique et dont vous devez vous emparer ».

On peut dire que, pendant cette séance mémorable, dans un bien court intervalle de temps, et en présence d'une

assemblée très restreinte, mais composée d'une élite scientifique, furent exécutées, résumées, commentées toutes les expériences qui pendant les vingt années suivantes devaient alimenter les recherches les plus variées relatives à l'Electricité. Il faut en effet arriver à l'année 1820 pour voir s'ouvrir, avec les découvertes d'Ørsted et d'Ampère, puis, quelques années plus tard, de Faraday, les nouveaux domaines de l'Electromagnétisme et de l'Induction; et je ne puis m'empêcher de rapprocher ces deux grands esprits, Volta et Ampère, établissant par une puissante synthèse, le premier, l'identité du Galvanisme et de l'Electricité, le second, l'identité du Magnétisme et de l'Electricité, et se montrant ainsi les véritables précurseurs des magnifiques développements auxquels nous assistons aujourd'hui.

Cependant, la Commission du Galvanisme — nous devrions dire du Voltaïsme — avait achevé son travail. Le 11 Frimaire, an X (2 décembre 1801), Biot déposait son rapport qui se terminait par ces mots :

« D'après la demande qui a été faite par un de vos membres (c'était Bonaparte); et que vous avez renvoyée à la Commission, nous vous proposons d'offrir au Citoyen Volta la médaille de l'Institut, en or, comme un témoignage de la satisfaction de la Classe pour les belles découvertes dont il vient d'enrichir la théorie de l'Electricité et comme une preuve de sa reconnaissance pour les lui avoir communiquées. »

Quelques jours après, Volta ayant quitté Paris, la Classe lui adressait la médaille en question portant la simple inscription :

A VOLTA

SÉANCE DE 11 FRIMAIRE, AN X

et l'accompagnait de la lettre suivante :

« *Au Citoyen Volta,*

« La classe des Sciences mathématiques et physiques me charge, Citoyen, de vous envoyer la médaille d'or qu'elle vous a décernée, ainsi que la copie du rapport à la suite

« duquel elle a pris cette résolution. Votre départ précipité nous a privés du plaisir de vous remettre en personne le rapport et la médaille. Recevez-les, Citoyen, comme une marque de la satisfaction avec laquelle elle a vu vos appareils, vos expériences et vos théories ingénieuses. Regardez les aussi comme un gage du désir qu'elle a d'entretenir avec vous une correspondance qui la mette plus à portée de profiter des découvertes nouvelles qu'on est en droit d'attendre de la suite de vos travaux.

HAÛY, *Président*

DELAMBRE, LACÉPÈDE, *Secrétaires* ».

Le même jour, le Ministre de l'Intérieur Chaptal, adressait à Volta la lettre suivante :

« Le Gouvernement français, Citoyen Professeur, vous accorde une gratification de 6 000 livres. Il a cru devoir cette marque d'intérêt à l'illustre Physicien qui, après avoir enrichi la Science de vérités utiles pendant 25 ans, est venu déposer dans le sein de l'Institut National le secret de la nature et des effets du galvanisme.

« Je suis heureux d'être l'organe du gouvernement auprès d'un homme que j'estime et que j'aime depuis bien longtemps. »

Ces honneurs, du reste, ne furent pas les seuls qui furent décernés à Volta : le 5 septembre 1803, il était élu à l'une des huit places d'Associé étranger de l'Institut de France ; successivement décoré des croix de la Légion d'Honneur et de la Couronne de fer ; nommé membre de la Consulta Italienne ; élevé à la dignité de comte et à celle de sénateur du royaume lombard, il était devenu, pour Napoléon, le type même du génie.

Lorsque celui-ci visita l'Université de Pavie, ses premiers mots furent : « Où est Volta ? serait-il malade ? Pourquoi n'est-il pas venu ? » Et en 1804 il écrivait : « Je ne saurais consentir à la retraite de Volta. Si ses fonctions de profes-

« seur le fatiguent, il faut les réduire. Qu'il n'ait, si l'on veut, « qu'une leçon à faire par an ; mais l'Université de Pavie « serait frappée au cœur le jour ou je permettrais qu'un « nom aussi illustre disparût de la liste de ses membres ; « d'ailleurs, ajoutait-il, un bon général doit mourir au champ « d'honneur ».

Et l'on raconte qu'un jour, passant dans la Bibliothèque de l'Institut National devant une couronne de laurier dédiée au grand Voltaire, Napoléon gratta de l'ongle les trois dernières lettres pour ne laisser que : « Au grand Volta ».

Tel est l'homme de génie dont nous célébrons aujourd'hui la mémoire : au nom de l'Institut de France, que j'ai l'honneur de représenter, j'apporte ici un solennel hommage à celui qui en fut l'un des plus illustres associés, et dont, comme l'a dit Arago, le nom sera prononcé avec respect et admiration lorsque le souffle du temp aura fait disparaître jusqu'au plus léger souvenir des générations ses contemporaines.

Discorso del Prof. M. v. Laue

(GERMANIA)

Meine Herren !

Wie aus anderen Ländern sind auch aus denen deutscher Zunge viele Physiker gern der Einladung der italienischen Kollegen gefolgt und hier zur Hundert-Jahrfeier Alessandro Voltas erschienen. Gilt es doch, das Andenken des Mannes zu ehren, dessen Arbeit eine neue Epoche einleitete für unsere Wissenschaft und nicht minder für die Technik, und die damit im kühnsten Sinne des Wortes von weltgeschichtlicher Bedeutung wurde. Freilich kannte man elektrische Wirkungen lange vor Volta. Aus dem grauen Altertum stammt die Kunde von den merkwürdigen Anziehungskräften, die geriebener Bernstein ausübt. Auch noch vor Volta, nämlich in der Mitte des 18. Jahrhunderts, hatte die Leidener Flasche, und die Erkenntnis der elektrischen Natur der Gewitter und die Erfindung des Blitzableiters grosses und berechtigtes Aufsehen erregt. Dem Elektrophor, dem Prototyp der auch noch heute gebräuchlichen Influenz-Elektrifiziermaschinen, hatte Volta selbst in jüngeren Jahren die Form gegeben, welche auch heute noch in allen Vorlesungen über Elektrizität gezeigt wird. Aber ohne die Möglichkeit, langanhaltende elektrische Ströme von einiger Stärke herzustellen, wäre eine Entwicklung der Elektrizität, wie sie das 19. Jahrhundert gesehen hat, schwerlich eingetreten. Diese Möglichkeit aber schuf Volta mit der Konstruktion der Voltaschen Säule.

In dem geistvollen Nachruf auf Volta, den Arago 1831

in der Pariser Akademie hielt, erzählt er in Anspielung auf das alte Thema von den kleinen Ursachen und den grossen Wirkungen, wie in letzter Linie die Erkältung einer Dame in Bologna zur Voltaschen Säule geführt habe. Der Arzt habe ihr nämlich Froschschenkelsuppe verordnet und bei deren Bereitung wären dann durch Zufall deren Zuckungen bei elektrischen Entladungen beobachtet. Das wird historisch wohl auch richtig sein. Aber wie wenig war mit dieser Beobachtung selbst dann getan, als Galvani gefunden hatte, dass keine der bekannten Formen elektrischer Entladungen dazu nötig wäre, dass vielmehr die Berührung des Froschschenkels mit zwei verschiedenen Metallen ausreiche. Galvani, ein Anatom von Ruf, sah darin eine Wirkung des tierischen Körpers. Erst Voltas physikalischer Scharfblick, der sich schon vielfach, z. B. bei Messungen der Wärmeausdehnung der Gase bewährt hatte, erkannte, dass der Tierkörper nur die Rolle eines sehr empfindlichen Reagens auf Elektrizität spielte, dass aber für die Elektrizitätserregung die Kombination von 2 Metallen mit der im Tierkörper vorhandenen Flüssigkeit das Wesentliche war. Und auch mit diesem genialen Einblick in die Natur war es noch nicht getan. Erst dessen Erprobung in Dutzenden von Versuchen unter immer wieder veränderten Bedingungen und die Verteidigung des Gedankens gegen zahlreiche, teilweise selbst recht geistvolle Angriffe führte Volta schliesslich zu der Entdeckung, dass man die Kombination von 2 Leitern erster mit einem Leiter zweiter Klasse — auch diese Begriffe stammen aus Voltas-Schriften — in ihrer Wirksamkeit um ein Vielfaches steigern könne, wenn man viele solcher Kombinationen periodisch geordnet aneinander reihte. So entstand die Voltasche Säule, das erste unter den unzähligen galvanischen Elementen, mit deren Hilfe die grossen elektrodynamischen Entdeckungen des 19. Jahrhunderts gemacht wurden. Jetzt konnten Oersted und Seebeck die Ablenkung der Magnetnadel durch den Strom beobachten, Ampère daran anschliessend die Vermutung prüfen, dass wohl auch zwei Ströme Kräfte aufeinander ausübten. Wie anderseits Faraday

nach der Rückwirkung des Magneten auf den Strom suchte und dabei das Induktionsgesetz fand, ist hinlänglich bekannt. Ebenso wie seine an solchen Beobachtungen entwickelten Ideen über das elektromagnetische Feld, durch Maxwells Genie mathematisch gefasst, schliesslich zu der Entdeckung der elektrischen Wellen durch Hertz und damit zur elektromagnetischen Lichttheorie führten, die ihrerseits die grossartige Entwicklung der Wellenlehre vom Lichte krönte. Es dürfte in der Geschichte aller Wissenschaften nur wenig geben, was mit dieser Reihe glänzender Entdeckungen zu vergleichen wäre. Und an der Spitze dieser Reihe steht die Auffindung der Voltaschen Säule.

Heute sind die galvanischen Elemente in ihrer Bedeutung für Experiment und Technik zurückgedrängt. Nur als Normalelemente für Spannungsmessungen und in der Form des immer wieder aufladbaren Akkumulators spielen sie noch eine Rolle. Die primäre Stromerzeugung hingegen hat die Dynamomaschine vollständig übernommen, seit Werner von Siemens 1867 zeigte, wie man in den Maschinen, welche den Strom durch magnetische Induktion erregen, diesen selben Strom zur Verstärkung der Magneten benutzen kann. Von Dauer aber ist das Interesse an der Frage nach dem Vorgang der Stromerzeugung im galvanischen Element. Volta selbst hatte sie in die zweite Reihe geschoben, aus gutem Grunde. In einen Brief an Green in Halle vom 1. August 1796, den ich nach der Übersetzung von J. W. Ritter ⁽¹⁾ zitiere, schreibt er darüber: « Fragen Sie noch nicht, wie dies geschieht, es ist vor jetzt genug, dass es geschieht und dass dies eine allgemeine Tatsache ist ». Seiner weisen Beschränkung, die gerade den Meister zeigt, lag zunächst daran, die Tatsache selbst nach allen Richtungen hin sicher zu stellen. Die vorzeitige Aufrollung jener Frage hätte nur stören und verwirren können.

Aber kaum war die Säule bekannt geworden, als man chemische Veränderungen in ihr als mit der Stromlieferung

⁽¹⁾ Vergl. « Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften ». Nr. 118, S. IV.

notwendig verbunden nachwies. Die Zerlegung des Wassers durch den Strom ausserhalb der Säule hatte Volta selbst beobachtet, sehr bald darauf J. W. Ritter die dabei auftretende Polarisation. Damit war die Elektrolyse gefunden und die Bahn eröffnet für eine Forschungsrichtung, die gradlinig zum Faradayschen Gesetz führte, dass von der gleichen Elektrizitätsmenge bei den verschiedensten Vorgängen stets chemisch äquivalente Mengen der Ionen in Freiheit gesetzt werden. Auf ihm beruhen alle Ideen von elektrolytischen Ionen, vom Atom der Elektrizitätsmenge, dem Elektron, dessen direkter Nachweis erst viel später, am Ende des 19. Jahrhunderts gelang. Damit aber stehen wir schon inmitten neuer und neuester Errungenschaften, auf die näher einzugehen uns die verfügbare Zeit leider verbietet. Nur im Vorübergehen streifen können wir Hittorfs Entdeckung der charakterischen, durch die Überföhrungszahlen experimentell vergleichbarer Beweglichkeiten der Ionen, und Kohlrauschs Forschungen über die Leitfähigkeit der Elektrolyte. So wichtig sie sind, die eigentliche Frage nach der Triebkraft, die sich im galvanischen Element betätigt, wird von alledem nicht berührt.

Hier geschah wohl der erste wesentliche Fortschritt, als Gibbs und Helmholtz die damals noch jugendliche Thermodynamik darauf anwandten und nach der Arbeit fragten, welche das Element bei der Stromerzeugung leistet. Das berühmte Gesetz, welches den Temperaturkoeffizienten der elektromotorischen Kraft zur Wärmeerzeugung des stromliefernden Vorganges in Beziehung setzt, war die sichtbare Frucht ihrer Untersuchungen. Aber auch für das Verständnis war viel gewonnen. Mit jedem chemischen Vorgange ist eine Änderung der freien Energie verbunden, und jede Arbeit ist, sofern der Vorgang isotherm und reversibel verläuft, einfach das Äquivalent der Abnahme der freien Energie im Element. Da man Änderungen der freien Energie auf viele nicht elektrische Arten messen kann, ist somit die Frage der elektromotorischen Kraft vollkommen auf die Frage nach den Kräften zurückgeführt, auf denen überhaupt

chemische Umsetzungen beruhen. All die Fortschritte, welche Nernsts Wärmetheorem für die Berechnung freier Energien gebracht haben, kommen nun auch der Berechnung elektromotorischen Kräfte zugute, sofern es gelingt, die betreffenden chemischen Vorgänge zur Stromlieferung zu benutzen.

Fest und sicher, wie die beiden Hauptsätze der Thermodynamik selbst, steht dies sehr allgemeine Resultat da, weil es auf einem Minimum physikalischer Voraussetzungen beruht. Aus demselben Grunde aber gewährt es nicht den vollen Einblick in den Mechanismus der Stromerzeugung, den man sich wünscht. Hier greift die an den Hauptsätzen orientierte, aber über sie hinausgehende Theorie der Lösungen ergänzend ein, wie sie von Arrhenius, Ostwald, van t'Hoff entwickelt und von Nernst und Planck auf die elektromotorischen Kräfte von Konzentrationsketten angewandt wurden. Als Folgeerscheinung des Diffusionsbestrebens der Ionen und ihrer verschiedenen Beweglichkeiten lernte man nun die Spannungsdifferenz zwischen verschieden konzentrierten Teilen derselben Lösung zu verstehen und quantitativ zu berechnen. Aufs engste war die Beziehung zum osmotischen Drucke hergestellt. Man darf wohl sagen, dass für die Konzentrationselemente der Mechanismus der Stromerzeugung völlig durchsichtig ist.

Nicht ganz so geklärt sind die Fälle, in welchen an Elektroden Auflösungen oder Abscheidungen vor sich gehen. Freilich hat Nernst in berühmten Arbeiten auch hierbei die Theorie der Lösungen angewandt und gezeigt, wie die Potentialdifferenz zwischen Elektrode und Lösung von der Ionen-Konzentration in der Lösung abhängt. Jeder Leiter erster Art wird damit in seinem Verhältnis zu einem bestimmten Lösungsmittel durch eine noch von der Temperatur abhängige Lösungstension gekennzeichnet. Ist sie einmal durch den Versuch bestimmt, so kann man aus ihr für alle anderen Fälle die Potentialdifferenz rechnerisch ermitteln. Die Voltasche Spannungsreihe bekommt hier eine neue quantitative Bedeutung. So viel aber auch damit erreicht

ist, offen bleibt noch die Frage nah der tieferen Bedeutung jener Temperaturfunktionen. Hier wird wohl nur eine Atomtheorie, die sich jedenfalls an die Quantentheorie anlehnen müsste, in Zukunft weiter führen können.

Meine Herren! In wenigen Worten und ohne jeden Anspruch auf Vollständigkeit habe ich Ihnen zu schildern versucht, wie dem Samen, den Volta gesät hat, eine ganze Reihe mächtiger Stämme entsprossen sind. Trotz der 100 Jahre, die uns von ihm trennen, ist ihr Wachstum noch keineswegs beendet. Das aber ist das Kennzeichen der Grösse für einen Gelehrten, sogar das einzig sichere Kennzeichen, dass sein Werk fortwirkt, solange die Wissenschaft besteht. Zudem sahen wir, mit wie vielen Ästen diese Stämme auch zur deutschen Wissenschaft herübertagen. Mit besonderer Herzlichkeit darf ich daher im Namen der anwesenden deutschen Physiker Italien Glück dazu wünschen, dass es einen Volta zu den Seinen rechnen darf.

Discorso del Prof. Sir E. Rutherford P. R. S.

(INGHILTERRA)

Ladies and Gentlemen :

I feel it a great pleasure to be present on this occasion to do honour to the memory of one of the greatest of experimental philosophers.

It falls to me to say a few words on the close relation of Volta with the Royal Society of London, and in this connexion it must be remembered that Volta was not only a scientific philosopher, but a traveller in many countries who was greatly interested in the activities of his age. In 1777 he visited Switzerland, and in 1782 Germany, Holland, France and England, partly to make the personal acquaintance of his scientific contemporaries, but also to get into touch with the development and industries of the European countries. He visited England in the Spring of 1782 and made an extensive tour through the country, including visits to Manchester, Liverpool, Birmingham and Bristol, and the salt mines of Nantwich: He inspected the canals and harbours and visited the fleet at Portsmouth, and was entertained on the Flagship. He was everywhere received with distinction as one of the most distinguished men of the age.

It seems clear that during his stay in London, he made the personal acquaintance of many members of the Royal Society and attended some of their discussions. In 1782, the Right Hon. George Earl Cowper F. R. S. communicated to the Society a paper by Volta entitled « On the methods of

rendering very sensible the weakest natural or artificial electricity », which was published in the Transactions of that year. In this paper he gave an account of the electrophorus as a method of detection of very small electrical effects.

In 1791, Volta was elected a Foreign Member of the Royal Society. During his visit to London, he had made the acquaintance of a scientific countryman, Mr. Tiberius Cavallo who was an active member of the Royal Society, distinguished for his contributions to knowledge in atmospheric electricity. In a letter to Cavallo in 1792, Volta gave an account of his investigations on the discovery made by his countryman Mr. Galvani. This communication was published in the Transactions of the Royal Society in 1793 under the heading « Account of some discoveries made by Mr. Galvani of Bologna, with experiments and observations on them ». In this paper, referring to Galvani's original memoir, Volta prophetically states « It contains one of the most beautiful and surprising discoveries, and the germs of several others ».

This paper made so great an impression that in 1794 the Royal Society awarded the Copley Medal to Volta. This is the highest honour in the power of the Society to bestow, and is open to scientific men of all countries. In awarding the medal, the President Sir Joseph Banks made the following statement: « The experiments of Professor Galvani, until commented upon by Professor Volta, had too much astonished, and perhaps in some degree perplexed many of the learned in various parts of Europe. To Professor Volta was reserved the merit of bringing his countryman's experiments to the test of sound reasoning and accurate investigation; he has explained them to Dr. Galvani himself and to the whole of Europe, with infinite acuteness of judgment and solidity of argument; and through the medium of the Philosophical Transactions he has taught us, that the various phenomena which presented themselves under the modifications of Dr. Galvani's experiments hitherto tried, are wholly owing to the excessive irritability of the nerves when subjected to the actions of

portions of the electric fluid, too minute to be discovered, even by the delicate electrometer of our ingenious brother, Mr. Bennett of Worksworth; and he has detected in the metals, which Dr. Galvani considered as mere agents in conducting his animal electricity, that very existing principle which the Doctor and his followers had overlooked.»

We must now consider the conditions which led to the publication of Volta's most famous paper on the electric pile by the Royal Society in 1800. It is to be recalled that at that time England and France were at war. The Austrian army threatened Northern Italy, while Napoleon and his army were soon to descend through the Great St. Bernard Pass into the plains of Lombardy. In this very disturbed and anxious state of affairs throughout Europe, it is not surprising that Volta should seek publication in a Society with which he was closely connected, and in which he had published his first memoir dealing with Galvani's discovery.

Volta's paper entitled «On the electricity excited by the mere contact of conducting substances of different kinds» was written in French in the form of a letter to Sir Joseph Banks, the President of the Royal Society. It was read before the Society on June 26, 1800 and published in the Transactions of that year. It is recorded in the History of the Royal Society that one part of this paper was received several months before the second part could be safely transmitted to London.

As President of the Royal Society, it is to me a matter of great pride that the Society had the honour of first publication of this great paper which was to have such an enormous influence on the development of our knowledge of current electricity.

It is seen that Science even a century ago was truly International, and the series of great International Meetings held this year on the spot where Volta lived and worked is of the happiest augury for the future of Science, and a fitting tribute to the memory of one for whom Science had no national boundaries.

Parole pronunciate da S. E. l' On. A. Martelli rappresentante del Governo Italiano

Ho l'onore di portare ai Membri della *Commissione elettrotecnica internazionale* e del *Congresso internazionale dei fisici* il saluto del Governo Italiano, e in particolare quello del Suo Capo, S. E. il Cavaliere Benito Mussolini.

Il Governo Nazionale vede in questa riunione dei più insigni fra i cultori delle Scienze pure e applicate, sorte dall'opera di Alessandro Volta, un segno di omaggio del quale rimane profondamente grato.

Il progresso in ogni campo dell'attività intellettuale ed economica, va di pari passo con l'influenza esercitata dalle scienze positive e dalla fisica in particolare, sulla vita dei popoli e sui rapporti fra i paesi.

Tutte le Nazioni civili — è vero — hanno preso parte al movimento scientifico dell'evo moderno ma sia concesso di rivendicare anche in questa solenne e serena riunione internazionale all'Italia la gloria delle prime scoperte e della iniziativa della rinascenza.

Fu infatti l'Italia la patria di Leonardo e di Galileo, gli arditi fondatori del metodo sperimentale, base di ogni progresso scientifico e le Accademie italiane sorte nel Rinascimento furono le prime società scientifiche del mondo.

È ragione di orgoglio per ogni italiano, il pensare che da più di un secolo le ricerche dei fisici e dei chimici, dei matematici e dei tecnici si svolgono lungo le vie aperte dal grande scienziato che oggi ricordiamo.

Proprio come, fino al Lagrange e al La Place, contemporanei del Volta, la messe fu raccolta nei campi che Galileo Galilei aveva dissodato.

Il metodo più sicuro, le circostanze più favorevoli e il maggior numero di ricercatori hanno fatto sì che le conseguenze della memoria *sull'organo elettrico artificiale* sembrino anche più importanti e più grandiose di quelle che risultarono dal *Dialogo delle due scienze nuove della meccanica e del moto locale*.

In realtà non la sola elettrologia ebbe per l'opera del Volta un impulso incomparabile; ma l'ottica nel senso più largo, e la chimica e la stessa meccanica ne furono rinnovate, e con la scienza pura fiorirono le scienze applicate.

Alessandro Volta aveva avute chiare le nozioni della capacità e del potenziale, aveva osservato i primi fatti dell'elettrolisi e della termoelettricità, aveva insegnato a produrre con la pila una corrente continua, aveva fornito nell'eudiometro lo strumento opportuno alle ricerche geniali del Gay-Lussac. Egli visse abbastanza per conoscere le esperienze del Nicholson e del Davy e l'osservazione singolare dell'Oersted e le scoperte di Andrea Maria Ampère.

Dopo la sua morte i maggiori progressi si dovettero forse ad un altro fisico, che fu per la *forma mentis* e per il metodo della ricerca e per la semplice vita profondamente simile ad Alessandro Volta, voglio dire a Michele Faraday. La scoperta delle correnti indotte, e delle leggi quantitative dell'elettrolisi e la nozione del potere induttore specifico o, come ora diciamo, della costante dielettrica hanno infatti dato origine rispettivamente alle più importanti applicazioni tecniche della corrente, e alle dottrine moderne sulla materia e alla teoria elettromagnetica della luce.

L'anello elettromagnetico, la *macchinetta* di Antonio Pacinotti, procede indirettamente dall'opera del Volta, direttamente da quella del Faraday, come procedono dall'opera del Faraday le *rotazioni elettrodinamiche* di Galileo Ferraris e il grande *Trattato* di Giacomo Maxwell.

La teoria del Maxwell suggerì le esperienze fondamentali

di Enrico Hertz, e dalle esperienze del Hertz è nata la grande invenzione di Guglielmo Marconi. È poi nata anche per l'opera di un altro fisico italiano, del Professore Quirino Majorana, la telefonia senza fili.

Usando il rocchetto del Ruhmkorff, derivante anch'esso dalle ricerche del Faraday, Guglielmo Crookes scopriva i raggi catodici; successivamente Giovanni Perrin dimostrava che tali raggi sono costituiti da particelle elettrizzate negativamente, e delle particelle catodiche J. J. Thomson determinava la massa.

Frattanto H. A. Lorentz fondava l'elettrodinamica dei corpi in moto e forniva a Pietro Zeeman i mezzi per realizzare e calcolare un fenomeno che il grande Faraday aveva cercato invano.

Dal fenomeno di Zeeman, J. J. Thomson dedusse, in una prima forma, la teoria elettrica della materia.

Frattanto, stabilita l'impossibilità di dedurre dalle equazioni classiche del Maxwell certi fenomeni di radiazione, Massimiliano Planck introduceva nella scienza l'ipotesi singolare e feconda dei quanti. Ipotesi destinata a gettare una luce vivissima su molti capitoli della fisica e particolarmente su quello dell'emissione della luce.

Il modello dell'atomo suggerito dal Bohr, che ha dominato fino a ieri senza contrasto l'ottica teorica, deriva appunto dall'ipotesi del Planck. Tale modello parve avere conferma e sviluppo dalla scoperta dell'analogo elettrico del fenomeno di Zeeman, fatta quasi contemporaneamente da Giovanni Stark e Antonino Lo Surdo.

Quando Alessandro Volta datava a *Come en Milanois* la lettera famosa a Sir Joseph Banks, non avrebbe mai immaginato nella sua grande modestia, quali conseguenze ne dovessero derivare per la filosofia naturale e per lo sviluppo economico e per le comunicazioni di tutto il mondo civile.

L'ottica e la chimica diventate due capitoli dell'elettrologia, la meccanica classica di Galileo e del Newton trasformata anch'essa dopo che pel principio fondamentale della nuova fisica si vide l'energia elettrica applicata al

lavoro chimico, termico e meccanico; l'energia di origine termica o idrica trasportata a distanza, con la corrente elettrica, distribuita e ritrasformata a sua volta in mille forme diverse; il pensiero e il suono trasmessi attraverso lo spazio.

Non avrebbe immaginato forse, Alessandro Volta, che a cento anni dalla sua morte, in questa città di Como, che Egli amò sopra ogni altra, risuonerebbe ancora il suo nome glorioso, come quello di un eroe del pensiero e di una guida spirituale dell'umanità.

Spetta ora a noi contemporanei di un' Italia risorta a vita nuova nella sua unità etnica e politica dalle Alpi al mare, il dovere di richiamare la doverosa considerazione dei popoli civili sul nostro paese, troppo dimenticato e troppo poco conosciuto, pur avendo dato al pensiero, alla scienza ed all'arte i valori più grandi in ogni epoca di storia.

Sia perciò concesso al Fascismo di poter dare libero sfogo al suo ardente amor patrio e al culto delle glorie nazionali, esaltando qui in mezzo ai più eminenti fisici ed elettrotecnici di ogni paese, la memoria di Volta, di Pacinotti e di Ferraris, a compendio di tutto lo sviluppo dell'elettrotecnica, che in meno di un secolo ha fatto fare al mondo più cammino di quanto non ne abbia compiuto nell' insieme di tutti i secoli precedenti.

A voi, o Signori, che siete qui convenuti il compito di celebrare nel modo migliore la memoria di Alessandro Volta, a Voi l'augurio che in questi giorni, da Como, muova ancora, per opera vostra, a tutti gli uomini colti l'annuncio di nuove scoperte scientifiche e di nuovi progressi.

CAPITOLO II

ESPERIENZE SULLA STRUTTURA DELLA MATERIA

COMO, 12 SETTEMBRE 1927

Presidenza: MAJORANA, LORENTZ

Structure of radioactive atoms and the origin of the α rays

by

E. Rutherford - Cambridge

The study of the scattering of α particles by matter first disclosed the nuclear structure of atoms and even now this is the only trustworthy method of investigation of the laws of force in the neighbourhood of a nucleus and for giving some idea of the dimensions of nuclei. In the case of the light atoms, the α particle is able to approach close to the nucleus and a study of the deflections of the α particle show that the forces near the nuclei depart widely from the law of the inverse square. The peculiar distribution of the scattered particles from aluminium and magnesium has been interpreted as evidence that an attractive force comes into play in close collisions. The calculations of Debye and in more detail by Hardmeier suggest that this attractive force arises from the distortion or polarization of the nucleus by the charged α particle and that these attractive forces become of predominant importance in very close collisions. We may thus suppose that positively as well as negatively charged masses may circulate in orbits close to the nucleus under the action mainly of these attractive forces.

In the case of heavy atoms, however, the scattering of α particles agrees closely with that to be expected on an inverse square law, even though the α particle may approach within 3×10^{-12} cm. of the centre of the nucleus. At this distance the forces due to distortion are too small to influence the scattering seriously. Since we would expect the scat-

tering to become abnormal if the α particle entered the charged nuclear structure, this suggests that the nuclei of heavy atoms have a radius less than 3×10^{-12} cm. On the other hand, the radioactive evidence equally strongly indicates that the nuclei structure extends to 7×10^{-12} cm. Since the α particle must gain energy in escaping through the repulsive field from the nucleus, it is easy to show that the escaping α particle of lowest velocity cannot originate at a distance less than 7×10^{-12} cms. from the centre of the nucleus. Two methods, both apparently trustworthy, thus give very different values for the dimensions of the heavy nuclei.

In order to reconcile this conflicting evidence, I have been led to the conclusion that the region in a heavy nucleus between about 1.5×10^{-12} cm. and 7×10^{-12} cm. may be occupied by electrically neutral particles or satellites. Calculation shows that while it appears impossible that positively charged particles can exist in equilibrium in this region, the case of a neutral satellite is quite different if we suppose that it is acted on by attractive forces due to the distortion or polarization of its structure by the electric or magnetic field arising from the central nucleus. Calculation shows that the attractive forces arising in this way are of the right order of magnitude to hold the satellite in equilibrium in an orbit defined by simple quantum conditions.

In the case of the radioactive bodies, a wealth of data has been accumulated on the energy and mode of emission of the α , β and γ rays during the transformation. This must ultimately be of great importance in throwing light on nuclear structure but so far our theories of nuclear constitution have been too embryonic to make use of this information.

It has appeared to me probable that the general structure of heavy atoms might show some simple features which may be either absent or difficult to detect in the light atoms. The satellite theory I have outlined suggests the possibility of

accounting for the energy of emission of α and γ rays from the different radioactive bodies. In a region at some distance from the central nucleus, the attractive forces on the neutral satellite should follow a comparatively simple law and it should be possible to form some idea of their orbits and velocities.

For simplicity suppose that a neutral satellite of mass m and velocity v is describing an n quantum orbit of radius r around the central nucleus. The attractive forces due to polarization are supposed to vary as $\alpha z^2 e^2 / r^5$ where ze is the nuclear charge and α a constant comparable with the polarization volume of the satellite, then the conditions of equilibrium are

$$\begin{aligned} mvr &= nh/2\pi \\ m v^2 / r &= \alpha z^2 e^2 / r^5 \end{aligned}$$

From these equations it is seen that the kinetic energy of the satellite in its orbit is given by

$$E = \frac{1}{2} m v^2 = n^4 h^4 / 32 \alpha m^2 \pi^4 z^2 e^2$$

$$\text{and } r = 2\pi \sqrt{\alpha m} \cdot ze / nh.$$

The kinetic energy of the α particle in its orbit thus varies as n^4 while the radius of the orbit varies as $1/n$.

The lower the quantum number the slower is the motion of the satellite and the greater the distance from the nucleus.

Application to the α particle. — It is supposed that the α particle exists in the atom as a neutral satellite circulating in a quantum orbit around the central nucleus. The two electrons are very closely bound to the helium nucleus, circulating in orbits which may only be possible due to the distortion of its structure by the central field. Since we know that, in an α ray transformation, the nuclear charge is lowered by two units, it is assumed that the satellite loses its two electrons when the electric field falls to a certain critical value, and finally escapes as a doubly charged helium

nucleus. The liberated electrons fall towards the central nucleus and are incorporated in its structure. We may regard the release of an α particle from a nucleus as follows. The α satellite in a certain orbit for some reason becomes unstable and moves out from the nucleus losing energy due to the attractive forces. When the satellite reaches a point where the electric field is reduced to the critical value, the satellite loses its two bound electrons and the resulting positively charged helium nucleus gains additional energy in escaping through the repulsive field due to the central nucleus.

The energy of the escaping α particle thus consists of two parts, one due to the energy in its orbit less the energy lost in escape and the other due to the energy gained in the repulsive field, including in this the unknown energy gained or lost by the satellite by the removal of the bound electrons.

For calculation, it is assumed that the α satellite may be regarded as an insulated conducting sphere of radius a , and a correction has to be made for the fact that a/r for deepseated orbits may be comparable with unity.

When the force on the satellite is taken as $\frac{2 a^3 z^2 e^2}{r^5} \left(1 + \frac{3a^2}{2r^2}\right)$ the energy of the escaping α particle to a first approximation is given by

$$E = A + Bn^4 (1 - bn^2)$$

where A and B and b may be taken as constants for a given atomic number z_0 . It can be shown on certain assumptions that for an atomic number z , A becomes $A \sqrt{z/z_0}$, B becomes and b is bz^2/z_0^2 .

Since on this theory, the energy of emission of the α particle depends only on the charge of the central nucleus and not on its constitution, this formula should include *all the α particles* from the three radioactive series by variation of one quantity only namely the quantum number n which characterizes the orbit of the satellite which is released.

By a process of trial, the values of the quantities A , B , b , and n were selected to make the best fit with the known energy of emission of the α particles from the Ur-Ra series. For an atomic number 84, which includes in all at least six groups of α particles the following values were taken, the energy of the α particle being expressed in electron volts.

$$A = 3.60 \text{ million volts}$$

$$B = 6.856 \text{ volts}$$

$$b = 1.25 \times 10^{-4}.$$

The agreement of theory with observation is shown in the following table where Col. 2 gives the atomic number; Col. 3 the quantum number characterizing the emitted α particle; Col. 4, $n_1 = n + \frac{1}{2}$; Col. 5 the calculated energy of the α particle, and Col. 6 the observed energy, and Col. 7 the percentage differences between Cols. 5 & 6.

The energy is calculated by substituting $n_1 = n + \frac{1}{2}$ instead of n in the energy equation, since on the new mechanics, where mechanical angular momentum is involved, n^2 is replaced by $n(n + 1) = (n + \frac{1}{2})^2$ nearly (Table I).

The energies of the α particles have been calculated from the ranges given by Geiger, assuming that the connection between range R and velocity v , is given by $v^3 = kR$. The data for Ur I and Ur II are taken from a recent paper by Laurence. The ranges of the α particles from Thorium and from Proto-Actinium are only approximately known. The energy of the α particle from radium C vix, 7.662 million volts is taken as a standard.

It will be seen that with few exceptions, there is an excellent accord between the observed and calculated energies. The agreement for the Thorium series is even better than that for the Ur-Ra series for which the constants were selected to make the best fit with the experimental data.

Half quantum numbers are essential to include all the groups of α particles from the three series. Between $n = 23.5$ and $n = 26.5$ inclusive, all possible orbits are represented. Between $n = 19$ and $n = 28$ inclusive, repre-

TABLE I.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	% Difference Col. 8 & 9
Element.	Atomic number.	Quantum number n .	Quantum number $n_1 = n + \frac{1}{2}$	$Bn_1^2(1 - bn_1^2)$ for at. no. 84 in millions of volts.	$Bn_1^2(1 - bn_1^2)$ corrected for at. no. in millions of volts.	A corrected for at. no. in millions of volts.	Calculated energy of α -particle in millions of volts.	Observed energy of α -particle in millions of volts.	
Uranium I ...	92	14	14.5	.295)	.245)	3.77	4.015	4.07	1.4
" " " " "	"	14.5	15	.337)	.280)	"	4.05	"	0.5
Uranium II ...	92	19.5	20	1.042	.873	3.77	4.64	4.64	0.0
Ionium.....	90	19	19.5	.944	.825	3.729	4.554	4.554	0.0
Radium.....	88	20	20.5	1.146	1.047	3.687	4.734	4.737	0.1
Radon.....	86	22.5	23	1.793	1.714	3.643	5.357	5.396	0.8
Radium A.....	84	24	24.5	2.283	2.283	3.600	5.883	5.910	0.5
Radium C.....	84	28	28.5	4.062	4.062	3.600	7.662	7.662	0.0
Radium F (Po).	84	22	22.5	1.644	1.644	3.600	5.244	5.224	0.4
Thorium.....	90	17	17.5	.618	.539	3.729	4.27	4.27	0.0
Radiothorium..	90	22.5	23	1.793	1.569	3.729	5.298	5.306	0.2
Thorium X.....	88	23.5	24	2.111	1.931	3.687	5.618	5.598	0.4
Thoron.....	86	25	25.5	2.664	2.549	3.643	6.192	6.191	0.0
Thorium A.....	84	26	26.5	3.082	3.082	3.600	6.682	6.685	0.0
Thorium C.....	83	24	24.5	2.283	2.335	3.578	5.913	5.963	0.9
Thorium C'.....	84	30	30.5	5.239	5.239	3.600	8.839	8.825	0.2
Protoactinium .	91	21.5	22	1.510	1.291	3.750	5.041	4.998	0.8
Radioactinium .	90	24.5	25	2.471	2.168	3.729	5.897	5.871	0.5
Actinium X...	88	23.5	24	2.111	1.931	3.687	5.618	5.610	0.0
Actinon.....	86	26.5	27	3.313	3.171	3.643	6.814	6.769	0.6
Actinium A...	84	27.5	28	3.801	3.801	3.600	7.401	7.373	0.4
Actinium C....	83	25.5	26	2.867	2.933	3.578	6.511	6.551	0.6

senting 18 possible orbits, only 3 are unrepresented by α particles. It will be noted that while in the Ur-Ra and Th series the majority of the quantum numbers n are whole, in the actinium series they are all half.

It will be seen that elements in the different series in several cases are characterized by the same quantum number viz. *Th X* and *Act X*, *Rn* and *RdTh*.

There is some evidence that half quantum numbers are to be regarded as representing subsidiary orbits.

It can be shown that the magnitude assumed for the quantum number is not only in accord with the energies of the α particles but is in excellent agreement with our knowledge of the dimensions of the nucleus. The α satellite of quantum number 28 corresponding to the α particle from radium C, describes an orbit $r = 2.24 \times 10^{-12}$ cm., with a velocity 1.98×10^9 cms/sec. and the outermost orbit corresponding to Ur I, $n = 14$, has a radius 4.09×10^{-12} cm. The critical distance for atomic number 84, when the satellite loses its electron is about 7×10^{-12} cm., corresponding to $n =$ about 8 or 10.

In addition to regular groups of α particles emitted in the main series of transformations, it is well known that the «C» bodies emit a relatively small number of long range α particles. Evidence is given that these particles arise from deepseated quantum levels and can be accounted for on the same lines as the main groups of α particles.

There is a well known empirical relation found by Geiger and Nuttall connecting the energies or the ranges of the α particles from elements of the same radioactive series with the constant λ of transformation of the element. In the present theory, only part of the energy is ascribed to the quantum number characterizing the α particle. If $\log \lambda$ for each element is plotted against the value $n^{3.6}$, corresponding to the quantum number of the α particle emitted, a straight line is obtained which has a different slope for each of the radioactive series. The actinium series is in some respects anomalous for neither actinium X nor actinium C fit in with this relation.

Origin of the γ rays. — During the last few years, the energy $E = h\nu$ of the stronger γ rays from radioactive bodies has been determined. Some of these rays have an individual energy greater than two million volts, while others of lower frequency have an energy of the order of 100,000 volts.

The origin of these high frequency γ rays has always been a matter for conjecture. Since the most intense γ rays in many cases appear to accompany β ray transformation, it was natural at first to suppose that the γ rays originated in quantum jumps of electrons in the nuclear system. Kuhn, however, has recently given strong theoretical reasons against this view, since it can be shown on general grounds that if γ rays originated from high speed electrons they would not give sharp lines, as are experimentally observed, but broad diffuse bands. This objection would not apply if the γ rays had their origin in the movement of massive particles.

Since in our theory of the origin of the α particles, we have postulated a number of neutral satellites which circulate in quantum orbits, it is of interest to consider whether γ rays have their origin in transitions of the satellites from one quantum level to another.

Such a view is not contradicted by the facts for it is known that γ rays are often emitted during α rays as well as β ray transformations.

We may suppose in a general way that as a result of the violent disturbance which follows the emission of an α or β particle from the nucleus system, one of the satellites becomes unstable but instead of being ejected from the nucleus drops from one quantum level to another, radiating during the process the difference in energies of the satellite in the two levels. There are a number of possibilities to consider. The satellites in a particular level E_1 may become unstable, considering a large number of atoms, some of the satellites may fall to an unoccupied level E_2 , others to a level E_3 and so on emitting during the process γ rays of frequency given by

$$h\nu_1 = E_1 - E_2 ; h\nu_2 = E_1 - E_3 \text{ and so on.}$$

In some cases too, the satellite may be only temporarily stable in the level say E_2 and after a short interval may in turn fall to lower levels emitting corresponding γ rays in the process.

From the α ray data, we have provisionally fixed the energy of the possible quantum levels for the α satellites. Since, as far as our evidence goes, all levels are possible between say $n = 10$ to $n = 30$ or more, including half quanta, there are a large number of possible transitions to select from.

From consideration of these energy levels it is at once clear that the differences of the energies between levels are of the right order of magnitude not only to include the γ rays of highest energy, about 3 million volts, but also the γ rays of lower energy of the order of 100,000 volts which are strongly represented in certain γ ray bodies.

In such a large number of levels, it is not difficult to find a number of approximate coincidences within experimental error between the observed energy of γ ray and the energy differences between various levels. In order to guide us in a correct choice, we require to know the principles of selection between the possible transitions. It is clear that a knowledge of the relative intensities of the γ rays are of first importance and greatly restricts the choice of possible transitions.

I have found that it is possible in these ways to find a scheme of transitions that fits in many cases reasonably and in some cases surprisingly well with existing γ ray data.

In order to test this theory of the origin of the γ rays it will be necessary to study in detail the existing γ ray data for all the radioactive elements. The general evidence is, however, sufficiently encouraging to warrant a very close examination of the agreement between theory and experiment.

Structure of the nucleus. — On the theory outlined, a heavy nucleus shows some well defined regions in its struc-

ture. We may consequently form the following picture of a radioactive nucleus, and of heavy nuclei in general. At the centre is a positively charged nucleus of very small dimensions, of radius about 1×10^{-12} cm. This is probably a compact and well ordered structure of helium nuclei and electrons. In the region between about 1×10^{-12} and 1.5×10^{-12} cm., positively charged satellites may circulate in orbits controlled largely by the attractive forces due to the distortion of the central nucleus by the charged satellites. Outside this part and extending to a distance of at least 6×10^{-12} cm., there is a region occupied by neutral satellites circulating in orbits controlled mainly by the electric field from the central nucleus.

This model of a heavy nucleus is in accord with the experimental facts, and promises to be helpful in correlating the numerous results that have been accumulated on the properties of atomic nuclei.

Mr. MILLIKAN: I would ask whether the charging took account of the origin of the β particles expelled from radio active substances.

Mr. RUTHERFORD: According to the theory, the electrons must circulate very close to the central nucleus and are probably held in equilibrium by the ordinary electrostatic forces arising from the charged central nucleus together with the intense forces arising from polarisation. Recent work of Kuhn indicates that the γ rays cannot arise from the electrons but must originate from a more massive particle.

Mr. DEBYE: I want to ask whether one could say anything definite about the structure of the satellites.

Mr. RUTHERFORD: We have no evidence at present of the degree of binding of the electrons but the energy which is stored in the satellites due to distortion is very great, amounting to nearly 10 million electronvolts. It is supposed that under such conditions very close electronic orbits may be possible.

Bandenspektrum und chemische Bindung

von

J. Franck - Göttingen

I. – Ein Bandenzug eines molekularen Bandenspektrums entsteht durch Überlagerung der quantenmässigen Aenderung der Schwingungs- und Rotationsenergie über diejenige des Elektronensystems in einem Molekül. Wenn wir von den Aenderungen der Rotationsenergie, die für das Auftreten der Struktur einer Einzelbande wesentlich ist, absehen, so bleibt das System der zu einem Elektronensprung gehörigen Schwingungen, der sogenannte Bandenzug bestehen. Seine Gesetzmässigkeit pflegt man als diejenige einer Kantenserie des Bandenspektrums zu bezeichnen. Diese Kantenserien zeigen in gewisser Richtung ähnliche Eigenschaften, wie die Serien der Atomspektren. In den Fällen, in denen es gelingt, die ganze Serie zu verfolgen, ergibt sich, dass sie einer Konvergenzstelle zustrebt, die in Analogie zu setzen ist zu den Konvergenzstellen der Atomserien. Wie bei diesen schliesst sich auch an die Bandenkonvergenzstelle ein kontinuierliches Spektrum an. Auch die Deutung der Spektren ist eine ähnliche. Bei der Atomserienkonvergenzstelle tritt eine Dissoziation eines Atoms in ein Ion und ein Elektron ein und bei der Bandenkonvergenzstelle eine Dissoziation in die Bestandteile des Moleküls, die gegeneinander schwingen. Aus der Frequenz der Bandenkonvergenzstelle kann man die betreffende Dissoziationsarbeit aus der $h\nu$ Beziehung berechnen, ganz entsprechend der Berechnung der Ionisationsarbeit aus den atomaren Serienkonvergenzen. Zu beachten ist jedoch,

dass man aus der Bandenkonvergenz nicht ohne weiteres die Dissoziationsarbeit des Moleküls in normale Atome entnehmen kann, sondern man muss in jedem Falle prüfen, in welche Bestandteile das Molekül zerfällt. Handelt es sich um eine Bandenkonvergenz eines angeregten Moleküls, so lässt sich aus ihr die Dissoziationsarbeit des Moleküls in normale Atome berechnen, wenn man von dem aus der *hr* Beziehung sich ergebenden Betrag denjenigen abzieht, der als Anregungsenergie in den Zerfallsprodukten zurückbleibt. Die Bestimmung dieser Anregungsenergie kann man aus Fluoreszenzbeobachtungen vornehmen, wenn die Teilstücke unter Lichtemission in den Grundzustand zurückkehren. Falls der Anregungszustand ein metastabiler Zustand ist, lässt sich der Energiebetrag aus den Daten der Serienspektren der Teilstücke des Moleküls entnehmen.

Diese optische Bestimmungsart von Dissoziationsarbeiten ist den andern Methoden zur Messung dieser Grösse dann wesentlich überlegen, wenn die Bandenkonvergenzstellen sich spektroskopisch direkt in Emission oder Absorption beobachten lassen. Man erhält in diesem Falle Dissoziationsarbeiten mit einer Genauigkeit, die der üblichen spektroskopischen Genauigkeit sich nähert. In vielen Fällen beobachtet man jedoch nicht den ganzen Bandenzug, sondern nur Teile desselben. Oft gelingt es, aus der Festlegung der Gesetzmässigkeit des beobachteten Teiles der Kantenserie eine Extrapolation der Konvergenzstelle vorzunehmen. Die Genauigkeit, mit der man in diesem Falle die Dissoziationsarbeit bestimmen kann, hängt natürlich weitgehend von der Grösse der Extrapolation ab. Wieder andere Fälle gibt es, in denen die Kantenserien des Bandespektrums überhaupt nicht der Beobachtung zugänglich sind, insbesondere, wenn man Absorptionsspektren gewisser Molekülsorten ins Auge fasst. Man findet bei ihnen vielmehr nur den kontinuierlichen Teil des Spektrums, der bei voller Ausbildung des Systems an die Konvergenzstelle anschliesst. Die Lage und Erstreckung solcher Kontinua erlaubt dann zum mindesten mit einer gewissen Annäherung die betreffende Dissoziationsarbeit zu

berechnen. Ganz unzugänglich für die optische Art, die Dissoziationsarbeit zu bestimmen, sind dagegen solche Molekülspektren, in denen gar keine Bandenzüge, sondern nur Einzelbanden auftreten. Eine nähere Untersuchung zeigt, dass Spektren der letzteren Art immer dann beobachtet werden, wenn die Stärke der chemischen Bindung in den verschiedenen Quantenzuständen praktisch die gleiche ist, während in den andern genannten Fällen die Bindung in den verschiedenen Anregungszuständen sehr verschiedene Werte haben kann. Wenn eine sehr grosse Aenderung der Bindung auftritt, so ist mit dem Elektronenquantensprung immer eine Dissoziation verbunden, man beobachtet dann nur den kontinuierlichen Teil des Spektrums. Bestrahlt man ein Gas mit Licht, das dem kontinuierlichen Teil des Absorptionsspektrums angehört, so kann die kinetische Relativenergie, mit der die Teilstücke des zerfallenen Moleküls sich trennen, recht gross werden. Sie lässt sich zahlenmässig ermitteln, indem man von dem Energiebetrag des Lichtquants des auffallenden Lichtes denjenigen abzieht, der sich aus der Bandenkonvergenzstelle ergibt. Die Geschwindigkeit der Zerfallsprodukte lässt sich experimentell aus Dopplereffektmessungen entnehmen, wenn ein Zerfall in angeregte Teilstücke, die ihrerseits Licht emittieren, stattfindet. Der experimentelle Wert stimmt, so weit die bisher nur qualitativ durchgeführten Beobachtungen reichen, mit dem aus der Rechnung sich ergebenden überein.

Eine Deutung der Verschiedenheiten der Struktur der Bandenspektren verschiedener Molekülsorten ergibt sich aus einer Diskussion des Aufbaues des Moleküls. Es besteht aus den schweren gegeneinander schwingenden Kernmassen und aus leichten Elektronen. Beim Übergang in einen neuen Quantenzustand wird das System der leichten Elektronen Veränderungen seiner räumlichen Anordnung erfahren können, die so schnell vor sich gehen, dass die schweren Kerne nicht folgen können. Wir nehmen an, dass diere ihren Abstand in der Zeit, in der Quantenübergang erfolgt, praktisch nicht verändern. Wenn nun durch den Übergang des Elektronen-

systems in den neuen Zustand eine Aenderung der Bindungskräfte vor sich gegangen ist, so werden sich die Kerne in einer Lage befinden, die nicht ihrer neuen Ruhelage entspricht. Sie erhalten daher mehr oder minder grosse Beträge an potentieller Energie, die in Schwingungsenergie umgesetzt werden kann. Wenn die so erworbene potentielle Energie die Dissociationsarbeit des neuen Quantenzustandes überschreitet, tritt ein Zerfall des Moleküls ein. Diese qualitative Schlussweise ist durch Berechnungen von Condon und Born und Oppenheimer quantitativ durchgeführt worden.

In den letzten Jahren sind optische Bestimmungen der Dissoziationsarbeiten von verschiedenen Seiten ausgeführt

	D spektroskopisch		D chemisch	
	Volt	cal.	Volt.	cal.
Cl ₂	2,538	58.500	2,47	57.000
Br ₂	1,961	45.200	2,00	46.200
J ₂	1,532	35.200	1,5	34.500
O ₂	7,02	162.000		
O ₂ ⁺	6,5	150.000		
H ₂	4,38	101.000	3,04 — 4,34	70.000–100.000
H ₂ ⁺	1,8	41.600		
N ₂	11,4	263.000		
	11,75	272.000		
N ₂ ⁺	etwa 9	208.000		
CO	11,2	258.000	10,8	249.000
CO ⁺	9,8	226.000		
NO	7,9	182.000	8,3	191.000
S ₂	etwa 5,2	etwa 120.000	3,9	90.000
Se ₂	» 3,7	» 85.000		
Te ₂	» 3,0	» 70.000		
AgJ	2,3	54.000	2,05	47.000
HJ	2,9	66.000	3,0	69.300
KCl	4,5	103.000	4,5	103.000
KBr	3,9	91.000	4,3	100.000
NaBr	3,9	91.000	3,6	84.000
CsJ	3,3	75.000	3,3	75.000
KJ	3,3	75.000	3,6	84.000
NaJ	3,2	73.000	2,7	63.000
TlJ	2,6	61.000	2,6	60.200

worden. Die Resultate dieser Untersuchungen, die zum Teil aus Absorptionsspektren, zum Teil aus Emissionsspektren entnommen sind, finden sich in der vorliegenden Tabelle zusammengestellt.

Sie enthält aus oben erwähnten Gründen Angaben von sehr verschiedener Genauigkeit. Zum Vergleich sind die aus den thermochemischen Methoden sich ergebenden Werte in die Tabelle aufgenommen.

II. – Aus der Art der Dissoziationsprozesse, die sich unter der Einwirkung von Licht in einem Elementarakt, d. h. ohne Einwirkung molekularer Zusammenstöße ergeben, ist es möglich, Schlüsse zu ziehen über die Art der chemischen Bindung des betreffenden Moleküls. Man muss hier eine Unterscheidung treffen zwischen Ionenverbindungen und Atomverbindungen. Bei einer Ionenverbindung schwingen positive und negative Ionen gegeneinander, und wenn man die Schwingungsenergie eines solchen Moleküls bis zur Dissoziation verstärkt, ohne einen Quantensprung des Elektronensystems zuzulassen, so muss es in der Grenze in Ionen zerfallen. Eine Atomverbindung dagegen muss bei einer adiabatisch in Bezug auf das Elektronensystem durchgeführten Verstärkung der Schwingungsenergie in der Grenze in normale Atome zerfallen. Ob die betreffende Molekülsorte ein elektrisches Moment besitzt oder nicht, ob sie also in der üblichen Ausdrucksweise als polare oder nichtpolare Verbindung zu bezeichnen ist, ist für diese Unterscheidung von Ionenmolekül und Atommolekül nicht wesentlich. Denn auch eine Atomverbindung kann durch Polarisierungseffekte ein elektrisches Moment besitzen.

Die erwähnte Unterscheidungsart zwischen Ionen- und Atomverbindung ist experimentell nicht durchzuführen. Man kann aber an Stelle des eben beschriebenen Gedankenexperimentes ein wirkliches treten lassen, wenn man einen Elektronenquantensprung zulässt und die Natur desselben näher untersucht. Zum Beispiel hat man die Möglichkeit, das System der Schwingungsquanten des Moleküls im Grund-

zustände zu erhalten, wenn man durch monochromatische Bestrahlung des Gases eine geeignete Fluoreszenz anregt. Man erhält in diesem Falle die von Wood zuerst beim Jod beobachtete Resonanzserie, indem das Molekül von einem definierten Anregungszustande in alle möglichen Schwingungszustände des Grundzustandes übergeht. Die so ablesbare Serie der Schwingungsquanten des normalen Moleküls lässt die Energie, die das Molekül in Form von Schwingungsenergie im Grundzustande aufzunehmen vermag, ermitteln und gestattet somit eine Aussage darüber, ob in der Grenze ein Zerfall in Ionen oder in Atome stattfindet.

Auch bei Absorptionsversuchen unterscheiden sich Ionen- und Atomverbindungen durch die Art ihrer Dissoziationsprozesse. Beim Absorptionsakt geht das Elektronensystem des Moleküls in einen angeregten Zustand über. Ist der Grundzustand eine Ionenverbindung, so ist die Atomverbindung ein Anregungszustand dieser Molekülsorte. Es ist daher möglich, zweiatomige Ionenverbindungen durch Lichtabsorption in zwei normale Atome zu zerlegen. Neben dieser Möglichkeit besteht naturgemäss auch die weitere, eine Zerlegung in angeregte Bruchstücke zu beobachten. Alle Alkalihalogenide erweisen sich bei einer auf diese Weise durchgeführten Untersuchung in Dampfform als Ionenverbindung. Bei Atomverbindungen sind *angeregte* Atomverbindungen, aber auch *Ionenverbindungen* Anregungszustände des Moleküls. Man kann daher Atomverbindungen durch Lichtabsorption in angeregte Atome oder in Ionen zerlegen. Dagegen ist bisher kein Fall beobachtet, bei denen man sie in normale Atome zerlegen kann. Nach diesem Kriterium und nach dem sichereren Kriterium der Untersuchung der Resonanzlinienzüge haben sich die Silberhalogenide (bis auf das nicht untersuchte Fluorid) als Atomverbindungen ergeben. Auch Chlorwasserstoff und Bromwasserstoff sind mit grosser Wahrscheinlichkeit eine Atomverbindungen. Aus der Tatsache, dass ein Molekül in Gasform der Klasse der Atomverbindung oder der der Ionenverbindung angehört, ist es nicht berechtigt zu schliessen, dass es auch in einem andern Aggregat-

zustand oder in Lösung derselben Verbindungsart angehören muss.

Wegen der Literaturnachweise mag auf eine in den Ergebnissen der exakten Naturwissenschaften Bd. VI S. 75, 1927, erschienene Zusammenfassung von H. Sponer hingewiesen werden.

Recent Work with the Mass-spectrograph

(Abstract)

by

F. W. Aston - Cambridge

The mass-spectrograph is an instrument capable of giving a focussed spectrum of mass, that is to say it can resolve a composite beam of charged particles according to their respective masses just as a spectroscope resolves a composite beam of light into separate wave-lengths. The first mass-spectrograph set up in 1919 had a resolving power of about 1 in 130 and could compare masses with an accuracy of 1 in 1000. By its means more than half the known elements were resolved into their isotopic constituents or proved simple, and all the atoms contained in them, with the single exception of the atom of hydrogen, were shown to have masses expressed as integers on the oxygen scale to about one or two parts in a thousand. This « Whole Number Rule » enables us to assume that the atoms of all elements are built of the same units, protons and electrons, as are the standard atoms of oxygen, and that these units must be packed into the nuclei in a somewhat similar way. The wide divergence, nearly one per cent in the case of hydrogen, is obviously the results of its nucleus being a single proton and so having no packing effect at all.

Is it of the greatest importance to determine the divergences from the whole number rule, for these are a measure of the tightness of packing of the protons and electrons in the nucleus. For this purpose a new mass-spectrograph has now been built which has a resolving power of 1 in 600,

more than necessary to separate the mass lines of the isotopes of any known element, and with an accuracy as high as 1 in 10,000 when special methods of measurement are employed. By means of this instrument 57 types of atom contained 20 different elements, ranging from hydrogen to lead, have been examined, and their masses compared. The particular constant to be measured for each atom is its percentage divergence from a whole number on the oxygen scale. This is called its «packing fraction» and is expressed in parts per 10,000 e.g., the atom of phosphorus mass number 31 has a packing fraction -5.6 ± 1.5 and a mass 30.9825. The relation of tin and xenon are found not to show the striking abnormality previously suggested. The values for Li^6 and Li^7 are obtained by a recalculation of Costa's results.

When the packing fractions of all the atoms are plotted against their mass numbers, it is found that for all atoms above mass number 20 these lie on a single curve. From lead and mercury, packing fraction -0.8 the curve, descends to -9 in the region of bromine with a probable minimum of about -10 in the region of nickel. It then ascends and in the case of atoms of odd atomic number continues to do so, in a roughly hyperbolic manner, right up to hydrogen $+77.8$. The light atoms of even atomic number have packing fractions well below this curve, and approximate to a branch rising less steeply to helium $+5.4$. This suggests that the light atoms of odd atomic number have a common loosely packed and therefore heavy, outside structure which is not present in the denser and more stable nuclei of helium, carbon and oxygen.

Incidentally during this research the isotopic constitution of mercury has been decided, new isotopes of xenon confirmed. Quite recently the analysis of ordinary lead has been carried out and its principal isotopes shown to be 206, 207 and 208.

Mr. RUTHERFORD: I would ask Mr. Aston whether there is any evidence which would indicate whether possibly traces of another isotope would be found existing in very small quantities.

Mr. ASTON: Up to the present no traces were found.

Das magnetische Verhalten von Gasen und Dämpfen.

von

W. Gerlach – Tübingen

I. ATOMMAGNETISCHE FORSCHUNGSMETHODEN.

Die magnetische Untersuchung der Gase beginnt ein neues wichtiges Hilfsmittel zur Aufklärung der Konstitution der Atome zu werden. Zu dieser atommagnetischen Forschung stehen im Prinzip drei verschiedene Wege zur Verfügung, welche generell bezeichnet werden können als *Termversuche*, *Dispersionversuche* und *Quantensprungversuche*. Unter « Termversuchen » verstehen wir die Untersuchung der Reaktion eines Atomsystems in einem bestimmten Zustand auf magnetische Kräfte. « Quantensprungversuche » nennen wir die Einwirkung eines magnetischen Feldes auf die Strahlungsemission oder -absorption eines Atoms beim Uebergang aus einem Zustand in einen andern Zustand. « Dispersionsversuche » sollen die Versuche genannt werden, in welchen ein Einfluss eines magnetischen Feldes auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektromagnetischer wellen in einem Gase gesucht wird.

Reine Termversuche sind die Messungen an Atomstrahlen, welche in den letzten Jahren besonders durch die Versuche im Hamburger Physikalisch-chemischen Institut durch O. Stern und seine Mitarbeiter sowie in Amerika durch Taylor weiter gefördert worden sind. Sie führen zur Erkennung und zur Messung des magnetischen Momentes der Atome, liefern also eine Atomkonstante. Darüber hinaus erbrachten sie ein *generelles* Ergebnis, nämlich den experimentellen Beweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld.

Eine zweite Art von Termversuchen stellt die Messung der magnetischen Suszeptibilität von Gasen dar. Erweisen sich die Gase als diamagnetisch, so bedeutet dies dass ihr Atombau so geschaffen sein muss, dass aus den Bewegungen der negativen Elektrizitätsträger im Atom kein magnetisches Moment resultiert. Sind die Gase paramagnetisch, so haben auch die einzelnen Atome ein magnetisches Moment, und man kann durch Rechnung einen Rückschluss ziehen auf das Moment des einzelnen Atoms. Jedoch ist die Art dieser Berechnung abhängig von den Annahmen, welche man über die Lokalisation des Moments im Atom, über Mechanismus der Einstellung, über die Wechselwirkung der Atome untereinander und von magnetischer Energie mit Temperaturenergie macht.

In den Dispersionsversuchen wird nach einer optischen Anisotropie eines magnetisierten Gases gefragt, welche ebenfalls mit der Frage nach der Lokalisation des Moments im Atom und der Einstellung der Atome zusammenhängt.

Die Quantensprungsversuche schliesslich sind die Untersuchungen, die als Zeemaneffekt, als magnetische Beeinflussung der Resonanzfluoreszenz, als Polarisation der Kanalstrahlen bekannt sind.

Wir werden uns in diesem Vortrage wesentlich mit der zweiten Untersuchungsmethode der Terme befassen, nämlich mit der Untersuchung der magnetischen Suszeptibilität.

II. PARAMAGNETISMUS.

Es war eine wichtige aber bisher ungelöste Aufgabe, die Suszeptibilität solcher Gase zu messen, deren Atome bekannte magnetische Momente haben. Während man bisher nämlich aus der Suszeptibilität eines Gases auf das Moment der Atome unter Einführung theoretischer Annahmen schloss — oder aus der Suszeptibilität von Salzlösungen auf das Moment der Ionen — kann man die Berechtigung dieser theoretischen Schlüsse prüfen, wenn man die Suszeptibilität eines solchen Gases misst, dessen Atommomente ebenfalls experimentell

gemessen sind. Wir haben daher die Suszeptibilität der Alkalidämpfe gemessen. Die Atome der Alkalien haben nach den Messungen von Stern und Leu sowie von Taylor *ein* Bohrsches Magneton, der Atomstrahlversuch mit diesen Atomen lieferte vollkommene Richtungsquantelung.

Wir betrachten zunächst die beiden theoretischen Grundlagen, nämlich die Einführung des Atommoments, des Bohrschen Magnetons, und die Langevinsche Theorie zur Berechnung der Suszeptibilität eines aus Atomen mit magnetischem Moment bestehenden Gases. Die ursprüngliche Berechnung des Bohrschen Magnetons geht aus von dem magnetischen Momente eines um einen Kern kreisenden Elektrons. Dieses magnetische Moment ist aus dem Strom, welchen das kreisende Elektron darstellt, und der von ihm umschriebenen Fläche gegeben:

$$m = \frac{\varepsilon}{c\tau} \cdot \pi r^2$$

(ε Elementarquantum, τ Umlaufszeit des Elektrons, r « Atomradius »). Eine zweite Beziehung für ein solches Atomsystem liefert die Bohrsche Grundannahme, dass das Impulsmoment nur ganzzahliges Vielfaches von $\frac{h}{2\pi}$ sein kann. Aus der Formel für das Impulsmoment

$$F = \mu \omega r^2 = n \frac{h}{2\pi}$$

erkennt man, dass man in der Formel für das magnetische Moment die individuelle Atomgrösse r durch Einführung der universellen Konstanten h eliminieren kann, so dass *das magnetische Moment nur die universellen Grössen ε/μ und h enthält*. Das Fehlen jeder spezifischen Atomgrösse, jeder « mechanischen » Grösse, ist natürlich von grösster Bedeutung; sowohl für die Erkenntnis des universellen Charakters des Magnetons als auch für die Uebertragung auf andere bewegte Ladungen wie in der Hypothese des Spinning-Elektrons. Zahlenmässig ergibt sich

$$m = 9.21 \cdot 10^{-21} \text{ C.G.S. oder pro Mol } M = 5560 \text{ C.G.S.}$$

Dieser theoretische Zahlenwert stimmt mit dem aus dem Atomstrahlversuch experimentell bestimmten magnetischen Moment der Alkaliatome überein. Hat man nun ein Gas aus solchen Atomen, so werden die Richtungen der Achsen der magnetischen Momente aller Atome zunächst beliebig im Raum verteilt sein. Unterwirft man dieses Gas der Wirkung eines magnetischen Feldes, so tritt eine Richtung der Atome ein, über deren Sinn der Atomstrahlversuch Aufschluss gibt: *alle Atome werden so gerichtet, dass die magnetische Achse in die Richtung der Feldlinien zu stehen kommt, ein Teil*, so dass Richtung der Achse und Magnetfeld einander *parallel*, *ein anderer Teil*, so, dass Achsen- und Feldrichtung einander *antiparallel* sind. Im Atomstrahlversuch, in dem keinerlei Einwirkung der Atome aufeinander stattfinden kann, kommt diese Einstellung, die Richtungsquantelung, rein zur Geltung.

Anders ist es nach Langevin in *dichten Gasen*. Auch hier tritt eine Richtung der magnetischen Achsen ein. Jedoch wirkt der einstellenden magnetischen Energie die richtungszerstörende Temperaturenergie entgegen. Das Moment eines Gases wird also zunächst gegeben sein durch das Moment der einzelnen Atome und die Richtung, welche die Atome mit der Richtung des äusseren Feldes bilden. Die Zahl der Atome, welche mit ihrem magnetischen Momente oder der Projektion des magnetischen Momentes auf die Feldrichtung in die Richtung des Feldes fallen, wird grösser sein, als die Zahl derer, deren magnetische Achse in der entgegengesetzten Richtung liegt. Der Ueberschuss der in die Richtung des Feldes fallenden Momentachsen liefert die paramagnetische Polarisation. Er ist gegeben durch das Verhältnis von magnetischer Energie zu Temperaturenergie. Unter Einführung des Boltzmannschen Satzes erhält man also für das Moment in der Feldrichtung m_z

$$m_z = m_0 \cos \vartheta \cdot e \frac{m_0 H \cos \vartheta}{KT}$$

Für kleine Werte von $\frac{m \cdot H}{KT}$ geht dieses über in die bekannte

Beziehung $m_z = \frac{m_o^2 H}{3KT}$, welche das experimentell gefunden Curiesche Gesetz enthält. Die Curiesche Konstante berechnet sich nach Langevin also aus dem Atommomente zu

$$C = \frac{m_o^2}{3K}$$

oder für ein Gas dessen Atome ein Bohrsches Magneton haben zu (pro Mol berechnet)

$$C = 0,125.$$

Die Bedingung, dass die magnetische Energie klein ist gegenüber der Temperaturenergie, ist für die Messungen der Suszeptibilität der Alkalidämpfe gegeben.

Bei dieser Langevinschen Berechnung ist also angenommen, dass die Atome mit ihrer Momentachse im magnetischen Felde infolge der Temperaturenergie, d.h. in gebräuchlicher Ausdrucksweise durch gaskinetische Zusammenstösse, jede beliebige Richtung einnehmen können, und dass nur die Wahrscheinlichkeit für die Stellungen, in welchen die Komponente der Momentachse auf die Feldrichtung gleichsinnig mit dem Felde gerichtet ist, etwas grösser ist als die Wahrscheinlichkeit für die entgegengesetzte Lage. Der Atomstrahlversuch zeigte nun für ungestörte Atome eine völlige Einstellung aller Atome in die Richtung des Feldlinien. Soweit die Schätzung der *Intensität* der im Magnetfeld aufgespaltenen Atomstrahlen zu entscheiden gestattet, ist die Hälfte der Atome parallel, die Hälfte antiparallel gerichtet. Dies ist auch zu erwarten, da die magnetische Energie sehr klein ist gegenüber der Temperaturenergie. Doch bestehen für Eintreten und Aufrechterhaltung dieser Richtungsquantelung die bekannten Schwierigkeiten, die von Ehrenfest und Einstein und anderen diskutiert worden sind. Es sei nur hier darauf hingewiesen, dass die Schärfe der diskreten Atomstrahlen im Magnetfeld zeigt, dass während der Flugdauer des Atomstrahls von etwa 10^{-4} Sekunden ein spontaner Uebergang durch Strahlung vom einem Zustand in den andern Zustand nicht stattfindet. Würde man nun annehmen, dass

in dichten Gasen diese Richtungsquantelung beibehalten wird, so müsste man die Langevinsche Theorie verändern: in der obigen Gleichung kann das $mH \cos \delta$ nur den Wert ± 1 haben. Somit erhält die Curiesche Konstante einen dreimal grösseren Wert, nämlich pro Mol

$$C = 0.375.$$

Es ist dies die bekannte Frage, welche zuerst von Pauli diskutiert worden ist, ob man durch Berücksichtigung der Richtungsquantelung das aus paramagnetischen Messungen erschlossene Weiss'sche Magneton auf das Bohrsche Magneton zurückführen kann.

III. DER PARAMAGNETISMUS DER ALKALIDÄMPFE.

Wir wenden uns nun zu der Messung der Suszeptibilität der Alkalidämpfe, welche im Tübingen Physikalischen Institute durch A. Roth ausgeführt worden ist.

Eine Messung der magnetischen Suszeptibilität von Metaldämpfen ist bisher nicht bekannt, ja man wusste nicht einmal, ob die Dämpfe der Alkalien para- oder diamagnetisch sind. Es ist gelungen, diese Frage für die Dämpfe der Alkalien quantitativ zu lösen.

Geeignet zur Messung der magnetischen Suszeptibilität der Alkalidämpfe erwies sich eine Modifikation der von E. Lehrer ausgearbeiteten Methode. Grenzen in einem homogenen Magnetfeld zwei Gassäulen von verschiedener Suszeptibilität k_1 und k_2 in zu den Kraftlinien paralleler Fläche gegeneinander, so wirkt auf die Trennungsfläche die Kraft $\frac{1}{2} (K_1 - K_2) H^2$. Unterscheiden sich die Gassäulen nicht durch die Natur des Gases, sondern nur durch ihre Temperatur, also ihre Dichte, so ist die Kraft

$$(1) \quad \frac{1}{2} H^2 K \frac{\delta_o T_c}{p_o} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \chi$$

$$(2) \quad \text{oder} \quad \frac{1}{2} H^2 p \frac{\delta_o T_o}{p_o} \left(\frac{1}{T_1^2} - \frac{1}{T_2^2} \right) C$$

je nachdem das Gas diamagnetisch (1) oder paramagnetisch

(2) ist. Hierin bedeuten χ und C die spez. Suszeptibilität bzw. die Curiekonstante des diamagnetischen bzw. des paramagnetischen Gases, p der Druck, $\delta_a p_o T_o$ die Normalwerte von Dichte, Druck und Temperatur, T_1 und T_2 die Temperatur der beiden Gassäulen ($T_2 > T_1$).

Die Kraft auf die Trennungsfläche, die bei einem ausserhalb des Feldes geschlossenen Röhrensystem zu einer Strömung des Gases führt, welche mit einem Strömungsmanometer gemessen wird, wächst also für ein diamagnetisches Gas proportional $\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)$, da χ unabhängig von der Temperatur ist. Die Strömung geht von der Säule hoher Temperatur nach der Säule niedriger Temperatur.

Wird nun in die diamagnetische Gassäule der hohen Temperatur T_2 ein paramagnetisches Gas gebracht, dessen Druck π ist, so überlagert sich über die von $\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)$ abhängige Strömung des diamagnetischen Gases die Strömung des paramagnetischen Gases in der gleichen Richtung, die gemäss des Curieschen Gesetze von $\left(\frac{1}{T_1^2} - \frac{1}{T_2^2}\right)$ abhängig ist. Ist dieses paramagnetische Gas ein Alkalidampf, herrührend von festen Alkali (Kalium), das bei T_2 den Dampfdruck π hat, und ist die Temperatur T_1 so niedrig, dass der Alkalidampfdruck bei dieser Temperatur verschwindend klein ist, so ergibt sich der gesamte Druck durch das Magnetfeld

$$\Delta\pi = \frac{1}{2} \frac{T_o}{p_o} H^2 \cdot \pi \left(\frac{C\delta_o''}{T_2^2} - \frac{\chi\delta_o'}{T_2} \right)$$

Hieraus lässt sich C , die Curiesche Konstante ermitteln. In einem Temperaturbereich von 600-800° abs. entsprechend Dampfdrucken des Kaliums von 0,5 mm. bis 30 mm. Hg (unter Zugrundelegung der Haber-Zisch-Ladenburg-Minkowskischen Dampfdruckformel) ergab z. B. eine Messreihe Werte für die

	Mittel					
spez. Suszeptibilität	35.3	36.8	35.6	30.0	30.5	33.6
die Curiesche Konstante pro gr	1.03	1.08	1.04	0.88	0.90	0.99
die Curiesche Konstante pro Mol	0.39	0.42	0.41	0.34	0.35	0.38

Jede Zahl ist das Mittel aus mehreren Messungen bei gleicher Temperatur, bei steigender oder fallender Temperatur.

Die Genauigkeit dieser Messungen — wie auch ein Vergleich mit anderen Messreihen zeigt — ist rund $\pm 10\%$.

Bezeichnet C° die Curiesche Konstante nach Langevin, $C=$ die Curiesche Konstante bei vollständiger Richtungsquantelung, und C beob. die experimentell für Kalium gemessene Curiesche Konstante, so ergibt sich:

C°	$C=$	C beob.
0.125	0.375	$0.38 \pm 10\%$

d. h. Zahlenmässige Uebereinstimmung herrscht nur bei der Annahme, dass — wenn überhaupt die magnetischen Momentachsen fest mit dem Atom verbunden sind — alle Achsen parallel und antiparallel zur Feldachse stehen, mit einem solchen Ueberschuss in paralleler Lage, wie aus dem Verhältnis von magnetische Energie mH zur thermischen Energie kT unter Zugrundelegung des Boltzmannschen Gesetzes, also nach Langevins Theorie folgt. In der alten modellmässigen Formulierung heisst das also: das einquantige Gas ist im Magnetfeld vollständig richtungsgequantelt.

Wir besprechen zunächst die Fehlerquellen, welche bei der Messung der Kaliumsuszeptibilität möglich sind. Hier ist in erster Linie die Unsicherheit unserer Kenntnis des Dampfdruckes der Alkalien zu nennen. Die bei der Berechnung der Suszeptibilität benutzten Werte im Druckbereich von 0,5 bis 30 mm. sind nach Ladenburg-Minkowski-Haberzisch gewonnen. Für die Richtigkeit dieser Werte spricht die Unabhängigkeit der Curieschen Konstanten von dem Druck des Kaliums. Angenommen ist hierbei die annähernde Gültigkeit des Curieschen Gesetzes. Die zweite prinzipielle Fehlerquelle besteht in der Unsicherheit unserer Kenntnis über den Zustand der Alkalidämpfe. Die Spektren deuten darauf hin, dass ein beträchtlicher Teil Moleküle in dem Dampf vorhanden ist. Ueber die Art dieser Moleküle und über den Prozentsatz wissen wir praktisch nichts. So lange nicht experimentelle Grundlagen direkter Art vorliegen, kann man

wieder aus der Konstanz des Curiepunktes im Temperaturbereich von 600-800° abs. schliessen, dass nur eine geringe Anzahl, höchstens einige Prozent der Atome molekular gebunden sind. Sind diese Doppelmoleküle diamagnetisch, so würde ihr Einfluss auf das Resultat ein solcher sein, dass die Curiesche Konstante noch etwas grösser wäre als aus den Messungen folgt ⁽¹⁾.

IV. DIE RICHTUNGSQUANTELUNG IN GASEN.

Wir kommen somit zu dem Ergebnis, dass der Alkalidampf bei einem Partialdruck von einigen Millimetern in einem Gase von Atmosphärendruck als vollständig richtungsgequantelt anzusehen ist. Von dem Langevinschen Gesetz wird somit die Wechselwirkung zwischen magnetischer Energie mH und thermischer Energie kT durch das Experiment bestätigt, nicht dagegen die Gleichverteilung der Achsen, welche auf der gaskinetischen Formulierung des Temperaturgleichgewichtes beruht. Die Suszeptibilitätsmessung zeigt, dass alle Atome eingestellt sind, während die Berechnung der Stosszahl nach der kinetischen Gastheorie eine ungestörte Lebensdauer einer Einstellung von nur ungefähr 10^{-11} Sekunden ergibt, Bedingungen, unter welchen eine mechanische Deutung der Richtungsquantelung als eine räumliche Orientierung der Atome unmöglich erscheint. Man muss also für die Frage der Richtungsquantelung entweder den Begriff der mechanischen gaskinetischen Stösse überhaupt aufgeben oder ihre Wirkung so beschränken, dass sie in einem Magnetfeld die Atome nur in die durch das Magnetfeld gegebenen Lagen bringen können. Eine weitere Möglichkeit ist die Ehrenfestsche Annahme, dass die magnetische Achse eines Atomes nicht derart fest mit dem Atom ver-

⁽¹⁾ Nach soeben veröffentlichten Messungen von P. Pringsheim ist der Partialdruck der Moleküle gegen den Partialdruck der Atome zu vernachlässigen.

bunden ist, dass sie die mechanischen (oder thermischen Bewegungen) des Atoms mitmacht.

Aber ich glaube, dass man viel radikaler jede *mechanische* Fassung der Richtungsquantelung, ihrer Einstellung sowie ihrer Zerstörung wird aufgeben müssen. An sich sagt ja die Langevinsche Theorie auch nur aus, dass Temperaturgleichgewicht vorhanden sein soll und dass die Zahl der Atome mit niedriger Energie der Lage (parallel zum Feld) in Vergleich zu der Zahl der Atome mit höherer Orientierungsenergie (antiparallel zum Feld) von der Temperatur abhängig sein soll. Die bisher stets aufgeworfene Frage nach der Zerstörung der Richtungsquantelung durch gaskinetische Stösse, die besonders bei der Diskussion über die Berechnung der magnetischen Momente der Ionen aus der Suszeptibilität paramagnetischer Lösungen eine grosse Rolle spielte, verliert somit ihren physikalischen Sinn.

Es ist nun interessant, dass die neue Quantenmechanik dieser Schwierigkeit wenigstens formal völlig Herr wird. Zunächst hat van Vleck gezeigt, dass durch die spektroskopisch geforderte Berechnung des magnetischen Atommomentes der Faktor $\frac{1}{3}$ aus dem Langevinschen Gesetz wegfällt. In der Formel für die Suszeptibilität

$$\chi = \frac{m^2}{3KT}$$

ist für m zu setzen $j \cdot g \cdot m_o$, worin g der Landésche Faktor, j das Impulsmoment des Atoms ist; für das Alkaliatom im Normalzustand ist nach der spektroskopischen Analyse $j = \frac{1}{2}$ und $g = 2$; m_o ist das Bohrsche Magneton. Quadriert erhält man nach der Landéschen Regel

$$m^2 = g^2 \cdot j \cdot (j + 1) \cdot m_o^2$$

und daraus mit den gegebenen Zahlenwerten

$$\chi = 3 \frac{m_o^2}{3KT} = \frac{m_o^2}{TK}$$

Die Frage nach der Zerstörung der Richtungsquantelung

durch Zusammenstösse hat bei dieser Berechnung ebenfalls keinen Sinn mehr, da ihr die Annahme des Goudsmit-Uhlenbeck'schen Spinning-Elektrons zugrunde liegt, das magnetische Moment des Alkaliatoms also von dem Elektron und nicht von der Bahn des Elektrons stammt. Dasselbe Ergebnis liefert die Theorie von Schrödinger, nach welcher ohne spezielle Annahme über die Lokalisierung des magnetischen Moments im Atom in einem Magnetfelde stets vollständige Richtungsquantelung vorhanden ist. Ganz besonders interessant erscheint aber die Wiedergabe eines weiteren experimentellen Befundes durch diese Theorie.

Wir müssen hierzu kurz auf die Dispersionsversuche eingehen. W. Schütz u. a. haben durch sehr umfangreiche Messungen gezeigt, dass ein magnetisiertes Gas keine optische Anisotropie aufweist, d. h. dass die Richtungsquantelung nicht in einer räumlichen Orientierung der Bahn der Dispersionselektronen bestehen kann. Gerade dieses liefert durch Verwendung des Unsöldschen Summensatzes auch die Schrödingersche Theorie, dass nämlich ein Gas trotz vollständiger Richtungsquantelung optisch isotrop bleibt.

Es ist jetzt die Aufgabe des Experimentators festzustellen, ob die Stärke der Richtungsquantelung von Frequenz und Grösse des Magnetfeldes abhängig ist. Doch haben diese Versuche, an denen wir arbeiten, vorerst noch kein Resultat ergeben.

Dass bei konstantem Magnetfelde kein Einfluss der Feldstärke allein auf die Richtungsquantelung vorhanden ist, zeigen die Messungen über die Suszeptibilität paramagnetischer Salzlösungen, welche im Bereich von 1 bis 30.000 Gauss feldunabhängig gefunden wurde. Dass ein solcher Einfluss auch gar nicht zu erwarten ist, zeigt der zahlenmässige Vergleich der magnetischen Energie mit der Temperaturenergie: bei 300° absolut ist diese selbst für ein Magnetfeld von 30.000 Gauss mehr als 100 mal grösser als jene.

V. UEBER SCHEINBARE PARAMAGNETISCHE ANOMALIEN.

Es sollen noch einige allgemeine Bemerkungen über mögliche Abweichungen vom Langevinschen Gesetze gemacht werden, welche *nicht magnetisch* prinzipieller Art sind, *aber für die Analyse von Atom- und Molekülbaufragen mit magnetischen Methoden von grösster Bedeutung.*

Das Langevinsche Gesetz berücksichtigt nur das Verhältnis der Zahl der parallel und der antiparallel eingestellten Atome, indem die magnetische Energie dieser Stellungen zur Temperaturenergie in Beziehung gesetzt wird. Man kann das bekanntlich auch so ausdrücken, dass im magnetischen Feld an Stelle des Terms zwei Terme treten $\omega_0 \pm mH$. Bei hoher Temperatur wird die Zahl der $(\omega_0 + mH) =$ Terme fast gleich sein der $(\omega_0 - mH) =$ Terme; je tiefer die Temperatur wird, je mehr die magnetische Energie in der Grössenordnung sich der Temperaturenergie kT nähert und diese womöglich noch übersteigt, desto grösser wird die Suszeptibilität werden, *desto mehr wird die Zahl der Zustände niederer Energie, d. h. der parallel eingestellten $(\omega_0 - mH) =$ Terme, überwiegen.*

Nun wissen wir aber, dass es sehr viele Atome und Moleküle gibt, deren « Normalzustand » nicht einfach durch *einen* Term ω_0 gegeben ist, Atome und Moleküle, welche in *mehreren* energetisch benachbarten Grundzuständen vorkommen, sogenannte *Multipletts*. Durch die Absorptionsmessungen von W. Grotrian weiss man, dass das Auftreten der verschiedenen Terme eines Multipletts eine Funktion der Temperatur ist, indem die Zahl der bei gegebener Temperatur vorhandenen höheren Multiplett-terme von ihren Energiedifferenzen $\Delta\omega_1, \Delta\omega_2, \dots$ gegen den niedrigsten Term ω_0 nach der Boltzmannschen Funktion von der absoluten Temperatur abhängt. Ohne ein mechanisches Modell benützen zu müssen, kann man aus der Spektrallinienemission oder bes. dem Zeemaneffekt sagen, dass den verschiedenen Termen eines Multipletts verschiedene Impulswerte, also auch verschiedene magnetische Momente zukommen müssen.

Für das magnetische Verhalten eines Gases aus Multiplettatomen oder -Molekülen ergibt sich also eine sehr wichtige Folgerung. Die Suszeptibilität setzt sich zusammen aus der Suszeptibilität der einzelnen Zustände

$$\chi = \pm n_1 \chi_1 \pm n_2 \chi_2 \pm \dots$$

worin die Zahlen n_1, n_2 usw. gegeben sind durch das Verhältnis von Termenergiedifferenz $\Delta\omega_1, \Delta\omega_2 \dots$ und Tempe-

turenergie kT gemäss $e^{-\frac{\Delta\omega}{TK}}$. Wir haben gleich für den allgemeinen Fall $\pm$ geschrieben, denn es wird vorkommen, dass einer der Terme des Multipletts ohne Moment, also «diamagnetisch» ist. Generell überlagert sich also über die Curiesche Temperaturfunktion eine andere Temperaturabhängigkeit, welche die erstere prinzipiell beliebig verändern kann. Es gibt so viel Temperaturanomalien der paramagnetischen Suszeptibilität — ich nenne nur die «cryomagnetische Anomalie» bei vielen festen Körpern, oder den Uebergang des Nickels aus dem Zustand mit 3 in einen anderen mit 8 Weisschen Magnetonen, die Anomalie bei Palladium — die bisher rätselhaft waren. Auch das Vorkommen nicht ganzzahliger Magnetonenwerte lässt sich durch Annahme von solchen Multiplett-mischungen ohne weiteres verstehen. Ich glaube dass die hier gebrachte Vorstellung wenigstens einen Teil derselben aufklärt und ich hoffe in Kurzem experimentelles Material dazu vorlegen zu können.

VI. DIAMAGNETISMUS VON GASEN.

Ebenso einfach, wie die Grundlagen des Paramagnetismus in der ersten Bohrschen Theorie lagen, gestaltet sich die Theorie des Diamagnetismus mit den gleichen Anschauungen. Und wie das mit den Grundanschauungen der Bohrschen Theorie berechnete magnetische Moment des einquantigen Atoms, das durch die Bahn des Elektrons erzeugt wird, quantitativ mit dem experimentell gemessenen Atommomente übereinstimmt, so liefert auch die Theorie des Diamagnetismus eine wenigstens annähernd quantitativ bestätigte Fol-

gerung über die Grösse dieser Elektronenbahnen, d. h. einen mittleren Querschnitt des Atoms. Es sind aber auch die gleichen Schwierigkeiten, welche in der Theorie des Paramagnetismus auftraten, welchen jetzt die Theorie des Diamagnetismus gegenübersteht. Vielleicht kommen sie in ihm sogar noch deutlicher zur Geltung. Während nämlich die erste Theorie des Bohrsches Magnetons zu einer Formel führt, in welcher nur die generellen Konstanten ϵ/μ und h enthalten sind, enthält die Formel des diamagnetischen Momentes eine individuelle Atomgrösse, nämlich die Summe über die von allen Elektronen umschriebene Fläche. Gerade in dem Auftreten solch rein mechanischer Grössen liegt die Schwierigkeit, die diamagnetische Erscheinung nach Aufgeben der rein mechanischen Atomvorstellung zu formulieren. Das, was man in dem Diamagnetismus als den *Querschnitt des Atomes* bezeichnet, wird somit eine andere neue Definition der Atomgrösse werden. Ebenso wie die optische Bestimmung der Atomdurchmesser etwa aus der Verbreiterung der Spektrallinien oder der Auslöschung der Fluoreszenz andere Werte liefert als die kinetische Gastheorie, wie somit der Begriff der Atomgrösse charakteristischer für den Vorgang ist, mit dem sie bestimmt wurde, als für das Atom, so wird auch die diamagnetische Bestimmung charakteristisch für den Diamagnetismus sein.

Wir betrachten zunächst wieder kurz die Theorie des Diamagnetismus. Wir nehmen das gleiche Modell, welches ursprünglich das Bohrsche Magneton liefert, nämlich ein auf einer Kreisbahn mit der Umlaufszeit τ laufendes Elektron, dessen magnetisches Moment sich aus dem Strom und der umschriebenen Fläche $\mathfrak{F}$ berechnet zu

$$m = \frac{\epsilon}{c\tau} \cdot \mathfrak{F}$$

Wird nun in der Richtung Z ein magnetisches Feld erzeugt, so erleidet das Elektron eine Aenderung seiner Winkelgeschwindigkeit.

$$v = -\frac{\epsilon}{2\mu c} H$$

und es tritt ein Zusatzmoment auf

$$m^{\delta} = -\frac{\epsilon^2 \cdot H}{4\pi\mu c} \cdot \mathfrak{F}$$

Dies ist das diamagnetische Moment, $\frac{\epsilon^2 \mathfrak{F}}{4\pi\mu c} = \chi^{\delta}$ die diamagnetische Suszeptibilität. Um diese Grösse m^{δ} ist also das magnetische Moment m verkleinert. Ist wie in dem angegebenen Beispiel m ein Bohrsches Magneton 9.21×10^{-21} C.G.S., und steht die Fläche senkrecht zu H (*Richtungsquantelung!*), so wird dieses durch den Diamagnetismus um etwa $10^{-13} H$ verkleinert, also um eine experimentell etwa im Atomstrahlversuch völlig zu vernachlässigende Grösse. Da, wie eine einfache Richtungsüberlegung zeigt, das diamagnetische Moment stets dieselbe Richtung hat, welches auch der Umlaufssinn des Elektrons relativ zu der Magnetfeldrichtung ist, so addieren sich bei mehr Elektronen im Atom alle diamagnetischen Momente. Es wird aber dennoch das gesamtdiamagnetische Moment in den stärksten Feldern niemals grösser als etwa der hunderttausendste Teil des Bohrschen Magnetons.

Heben sich die paramagnetischen Momente aller Elektronenbahnen in einem Atom oder Molekül gegenseitig auf, so bleibt die diamagnetische Reaktion allein übrig. Die Suszeptibilität liefert somit Werte für die Atomradien, welche in einigen charakteristischen Fällen merkwürdig gut mit den Atomradien übereinstimmen, welche aus anderen mechanischen Betrachtungen abgeleitet sind.

Gibt man die Anschauung auf, dass das Bohrsche Magneton durch die Bewegung des Elektrons um den Atomrumpf zustande kommt, so hat dieses zunächst keinen Einfluss auf die Berechnung des diamagnetischen Moments. Denn dieses wird durch ein Magnetfeld erregt, unabhängig davon, ob die Elektronenbahn an sich ein magnetisches Moment liefert oder nicht.

Nachdem die Richtungsquantelung im Atomstrahlversuch experimentell bewiesen war, entstand die Frage, ob eine ähnliche Erscheinung auch bei der diamagnetischen Po-

larisation eintritt. Und solange man die Richtungsquantelung noch als eine mechanische und mechanisch störbare Einstellung der Atome sah, lag die Frage nahe, ob etwa die diamagnetische Polarisation eines Gases dadurch geändert werden könnte, dass die Atome durch gaskinetische Stösse hin und hergeworfen werden. W. Wien hat zuerst diese Frage aufgeworfen. Sie hat zu einer sehr intensiven Beschäftigung mit diamagnetischen Messungen geführt; und wenn auch heute die paramagnetische Richtungsquantelung ganz anders angesehen wird, so haben die für den Diamagnetismus aufgeworfenen Fragen doch zu so wichtigen experimentellen Feststellungen geführt, dass sie hier erwähnt werden müssen.

Das Problem kann man so formulieren: Kann die für den Diamagnetismus in Betracht kommende Stromfläche $F = \pi r^2$ durch gaskinetische Stösse im Mittel dadurch verkleinert werden, dass die Atome aus der durch das Magnetfeld gegebenen Richtungsquantelungstellung $F \perp H$ hin und hergeworfen werden, sodass also mit Verkleinerung von $F = \pi r^2$ auch das diamagnetische Moment verkleinert wird. A. Glaser hat Messungen der spezifischen Suszeptibilität diamagnetischer Gase als Funktion der Dichte ausgeführt und fand eine sehr starke Vergrösserung mit abnehmender Dichte, viel grösser als sie nach der eben gemachten Hypothese verständlich wäre. Woher dieser Effekt kommt, scheint bis heute noch nicht ganz aufgeklärt. Denn die sehr umfangreichen Messungen von E. Lehrer im Tübinger Physikalischen Institut nach einer neuen Methode zeigten eine völlige Unabhängigkeit der spezifischen Suszeptibilität von der Dichte. Vor allem ist zur Beurteilung der Zuverlässigkeit dieser neuen Methode wichtig, dass sie die *gleichen Absolutwerte für die diamagnetische Suszeptibilität bei niederen Drucken* liefert, welche man auch mit anderen Methoden bei hohem Druck erhält, während Glaser nur Relativmessungen ausführen konnte. Im Institut von R. A. Millikan hat Hammar die gleichen Versuche ebenso wie Glaser mit der Faradayschen Methode ausgeführt, fand aber die Glasersche Anomalie nicht. Hammar glaubt aus seinen Versuchen schliessen zu können,

dass es irgend ein Feuchtigkeitseinfluss ist, welcher zu den Glaserschen Kurven führt. Man muss dann wohl annehmen, dass die Suszeptibilität des bei der Faradayschen Methode verwendeten Stäbchens sich durch Veränderung der Wasserkhaut ändert, eine Annahme, für welche qualitativ manche Erscheinungen sprechen, die Glaser beobachtet hat. Doch ist bisher ein Ergebnis weiterer Messungen über diesen Effekt von Glaser nicht mitgeteilt worden, sodass man von einer Aufklärung wohl noch nicht sprechen kann. Da Glaser bei dem diamagnetischen Argon die Anomalie nicht findet, kann man nur sicher sagen, dass sie dem Diamagnetismus an sich nicht zukommt. Man wird deshalb die Messungen von E. Lehrer, die mittlerweile im Tübinger Institut von A. Roth auch weitergeführt worden sind, als Beweis dafür annehmen müssen, dass die diamagnetische Suszeptibilität im homogenen Magnetfeld unabhängig von der Dichte ist.

Vom magnetischen Standpunkte aus sind die diamagnetischen Atome als komplizierte Gebilde zu betrachten. Es entsteht daher die Frage, die magnetisch einfachen Atome, also die, welche ein magnetisches Moment von einem Magneton haben, auf die Grösse ihres Diamagnetismus zu untersuchen. Leider sind diese Versuche sehr schwierig. Ich glaube aber, dass wir allmählich auch dieser Schwierigkeiten Herr werden können. Die Bestimmung der diamagnetischen Suszeptibilität der paramagnetischen Gase ist deshalb von besonderer Bedeutung, da es wohl möglich erscheint, hierbei Aufklärung zu erhalten über das negative Molekularfeld des Sauerstoffs, welches man aus der Nichtgültigkeit des einfachen Curieschen Gesetzes annehmen muss.

Fügen wir noch hinzu, dass die diamagnetische Suszeptibilität von Kristallen ein Funktion des Winkels zwischen Kristallachsen und Feldrichtung ist, so sehen wir, wie wichtig neue diamagnetische Untersuchungen sind und dass sie geeignet erscheinen, neue Gesichtspunkte über den Bau von Atomen und Molekülen zu geben.

SOMMERFELD: Van Vleck hat kürzlich in einer Note in der «Nature» darauf hingewiesen, dass NO im Grundzustand ein Dublett ist mit der Magnetonzahl 0 und 1 in solcher Energiedifferenz, dass bei gewöhnlicher Temperatur beide Zustände vorhanden sind. Ferner haben Laporte und ich gezeigt, dass Paramagnetische Ionen mit verkehrten Termen die entgegengesetzte Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität haben müssen wie normale Multiplettterme. Liegen hierüber schon Beobachtungen vor?

GERLACH: In der Literatur sind Beispiele für die anormale Temperaturabhängigkeit enthalten. Vor allem glaube ich, dass die Fälle, in welchem die *Diamagnetische* Suszeptibilität temperaturabhängig ist, sich durch die Multipletthypothese deuten lassen. Ich selbst habe meine Versuche mit NO nicht ganz beendet, die Note von Vleck war mir leider nicht bekannt.

Les propriétés magnétiques des familles du Palladium et du Platine et la théorie du paramagnétisme

par

M. B. Cabrera – Madrid

1. Bien qu'on n'ait plus de doute sur le paramagnétisme des éléments qui appartiennent aux familles où se complètent premièrement les groupes électroniques M_{IV} , M_V (famille I de transition ou du fer); N_{IV} , N_V (famille II de transition ou du palladium); O_{IV} , O_V (famille III de transition ou du platine), et N_{VI} , N_{VII} (famille IV de transition ou des terres rares) ⁽¹⁾, nos connaissances expérimentales sont presque totalement circonscrites au moment présent aux familles I et IV.

Nous avons déjà quelques résultats pour les éléments et les composés des familles II et III ⁽²⁾ qui justifient la loi générale de Ladenburg; mais si on fait exception des cas du palladium et du platine métalliques, les mesures qui s'y rapportent ne peuvent être estimées que comme des premières approximations. Une étude plus approfondie de ces deux familles était déjà, cependant, une nécessité pressante à des égards différents.

Tout d'abord la spectroscopie se trouve en état de fixer l'organisation électronique des atomes et des ions correspondants, et la théorie bien connue de Sommerfeld conduit tout de suite à prévoir leurs moments magnétiques respectifs.

⁽¹⁾ LADENBURG – « Zs. f. Elektrochemie », 26, 263, 1920.

⁽²⁾ S. BERKMAN et H. ZOELLER – « Zs. f. physikalische Chemie », 124, 318, 1927.

On obtient par cette méthode des valeurs toujours comparables, et même supérieures, aux moments de la famille du fer.

D'autre part, nous avons exprimé dans un mémoire récent ⁽¹⁾, dont la rédaction datait déjà de quelque temps, la conviction que les éléments en question doivent être faiblement magnétiques. Bien entendu il n'y a pas une opposition stricte entre ces deux hypothèses, par ce qu'elles se rapportent à des états tout à fait différents des atomes, circonstance sur laquelle nous avons insisté plusieurs fois et sur laquelle nous insistons encore ici. L'atome au moment de produire le spectre est absolument libre, quelle que soit la pression de l'atmosphère où il est excité, et les conséquences qui peuvent se dériver de l'étude de ce spectre ne sont pas strictement applicables aux atomes combinés, comme il est toujours le cas pour les corps mesurés magnétiquement.

2. Pour obtenir des résultats faciles à interpréter sous tous les points de vue, il était nécessaire de déterminer expérimentalement le comportement magnétique de ces éléments, en les employant dans des conditions semblables et analogues à celles de la famille du fer. Nous avons élu les chlorures, par ce que l'anion Cl^- est assez rigide pour lui attribuer la même constitution dans tous ses sels. Les chlorures stables dont on peut disposer ne correspondent pas malheureusement tous à la même valence du cation. Les six chlorures des triades II et III, dont il sera question dans ce mémoire, ont été soigneusement préparés par C. W. Hereaus, de Hanau, sous l'indication de M. le prof. Wöhler ⁽²⁾, et chacun a été mesuré par la méthode de Faraday. Nous avons déterminé la valeur de χ à la température ambiante par rapport à l'eau, exception faite du cas du $RuCl_3$ pour lequel nous avons

⁽¹⁾ « Journ. de Phys. », 8, 257, 1927.

⁽²⁾ Je tiens à remercier vivement Mr. le prof. Wöhler de l'obligeance dont il a bien voulu me distinguer, ainsi que la maison Hereaus, pour la préparation des corps étudiés.

employé comme étalon une solution de $NiSO_4$, à cause de la valeur assez haute de χ pour ce chlorure. La variation thermique a été étudiée par mon collaborateur Duperier, en employant la même méthode avec un dispositif différent, de façon à obtenir $\frac{\delta\chi}{\chi}$ dans un intervalle d'une centaine de degrés au dessus de la température ambiante.

Cette partie de nos recherches a été beaucoup plus difficile que la première à cause de la valeur très petite de χ pour la plus part des corps étudiés. Il faut déduire souvent $\delta\chi/\chi$ d'une variation de quelques centièmes par rapport à l'action totale du champ magnétique sur l'équipage mobile avec le corps étudié. J'estime en tout cas que nos résultats actuels sont insuffisant seulement à cause de l'amplitude un peu restreinte de l'intervalle de température employé.

3. Le tableau suivant contient: les valeurs trouvées par χ , réduites à 20° ; celles qu'on déduit pour la susceptibilité atomique, χ_a , en faisant la correction pour le diamagnétisme du Cl^- , et la valeur χ'_a qu'on obtiendrait du moment spectroscopique ⁽¹⁾ si l'on admettait l'application de la loi de Curie. L'inexactitude presque sûre de cette hypothèse n'a pas d'importance parce que cette dernière colonne a été ajoutée simplement à titre de comparaison de la théorie avec l'expérience.

Ru^{++}	$\chi = +95,2 \times 10^{-7}$	$\chi_a = +1912,0 \times 10^{-6}$	$\chi'_a = +14900 \times 10^{-6}$
Rh^{+++}	— 0,825 "	+ 45,5 "	+19150 "
Pd^{++}	— 2,09 "	+ 3,38 "	+13250 "
Os^{++}	— 1,58 "	+ 82,75 "	+19150 "
Ir^{+++}	— 0,48 "	+ 47,2 "	+19150 "
Pt^{++}	— 2,18 "	— 17,4 "	+13250 "

Il ressort de ces nombres l'impossibilité d'accepter le nombre spectroscopique de magnétons comme une indication même approximative des moments atomiques. Pour le cas

⁽¹⁾ Je dois à Mr. K. Bechert le calcul de ces moments.

du Ru^{+++} , dont χ_a est la plus grande, elle n'est que de $1/8 \chi_a'$.

Cela suffit pour démontrer que l'identification prétendue du moment atomique pour l'état solide avec celui qu'on déduit du terme fondamental du spectre manque de base. Mais nous devons encore dire quelques mots sur une prévision récente de MM. Laporte et Sommerfeld (1). Il faut se rappeler que Hund (2) a été conduit, de la nature des termes spectrales, à prévoir une variation du moment magnétique des cations de la famille du fer, caractérisée par un double maximum tout à fait analogue à ceux qu'on obtient pour les terres rares, et qu'il a pu interpréter sous les mêmes principes, au moins approximativement. Pour la famille du fer cependant les résultats empiriques ne montrent qu'un seul maximum. Laporte et Sommerfeld ont pu interpréter cette différence essentielle en tenant compte de la possibilité de l'existence simultanée d'atomes avec des organisations électroniques superficielles diverses. Dans le même mémoire ces auteurs ont prévu pour la famille du palladium une conduite plus rapprochée de la théorie de Hund, qui n'est pas confirmée par nos mesures en quelques points importantes. Ainsi ils mettent théoriquement $\chi_{Ru^{+++}} < \chi_{Rh^{+++}}$ en opposition tout à fait claire avec l'expérience.

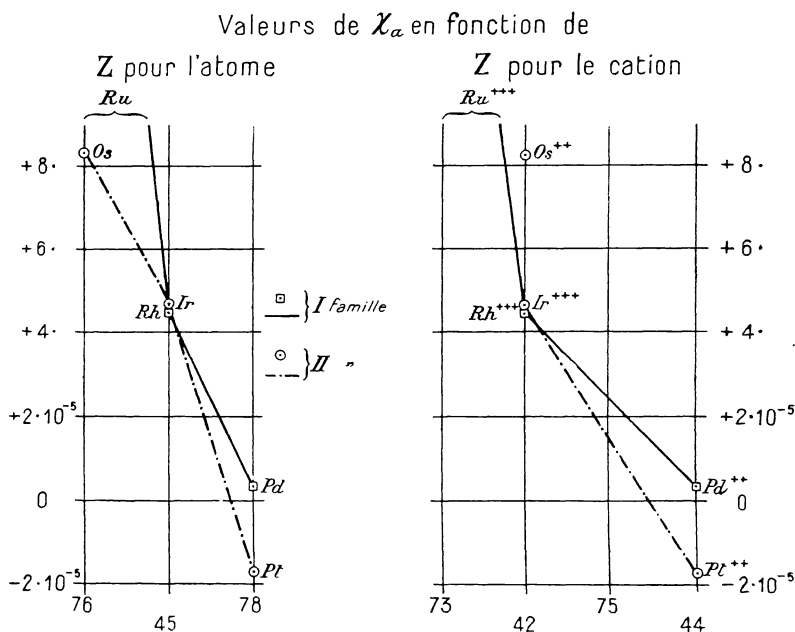
La même règle donnée premièrement par Kossel et que j'ai confirmée pleinement pour les familles du fer et des terres rares, et suivant laquelle le moment magnétique de chaque atome est déterminé par le nombre d'électrons, est en échec dans le cas actuel, comme il résulte clairement pour les ions Os^{++} et Ir^{+++} qui devraient être égaux et dont la différence est certaine. Il faut ajouter que cette règle se trouve satisfaite pour les moments magnétiques spectroscopiques.

Par contre, la diminution progressive de χ_a pour chaque famille au fur et à mesure que l'organisation des groupes

(1) « Zs. f. Physik », 40, 333, 1926.

(2) « Zs. f. Physik », 33, 855, 1925.

électroniques IV et V se complète est bien claire dans la figure 1, confirmant que le paramagnétisme est déterminé par l'asymétrie des couches de l'atome en evolution et disparaît au moment où celle-ci arrive à la fin.



4. Les résultats directs de l'étude de $\delta\chi/\chi$ sont résumés dans la figure 2. Elle ne contient pas le $RhCl_3$ parce que ce corps a donné une variation totale de χ au dessous des erreurs des mesures. Pour le $PdCl_2$ les valeurs de $\delta\chi/\chi$ sont aussi très petites (pour 100° il n'est que de 0,059) et si l'on tient compte de ce que $\chi = -2,09 \times 10^{-7}$ on voit clairement la possibilité d'une erreur systématique qui peut produire la variation apparente. Par conséquent nous avons pensé d'abord à l'invariabilité du paramagnétisme du Pd^{++} comme il est déjà le cas pour le Rh^{+++} , mais nous verrons qu'il y a des raisons aussi pour accepter la réalité de nos

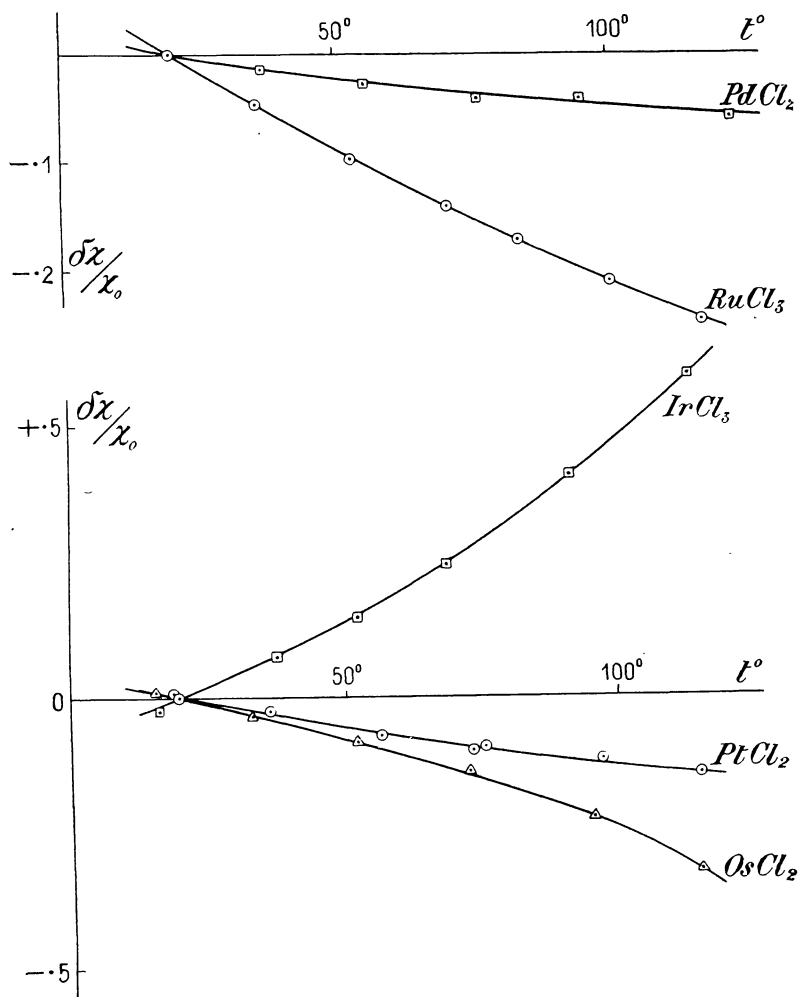


Fig. 2

résultats actuels. C'est la répétition des expériences qui peut nous donner la solution définitive.

Pour la famille II de transition, χ_0/χ est représenté dans le cas du Ru^{+++} par une ligne presque droite, qui croît avec T , comme pour le cas des corps paramagnétiques qui suivent la loi de Curie-Weiss; dans le cas du Rh^{+++} j'ai

déjà dit que χ_0/χ reste égal à l'unité pour l'intervalle étudié, et pour le Pd^{++} χ_0/χ diminue si T croît. Il était naturel de chercher l'interprétation de la courbure de χ_0/χ , pour le Ru^{+++} , dans l'existence du diamagnétisme de l'atome

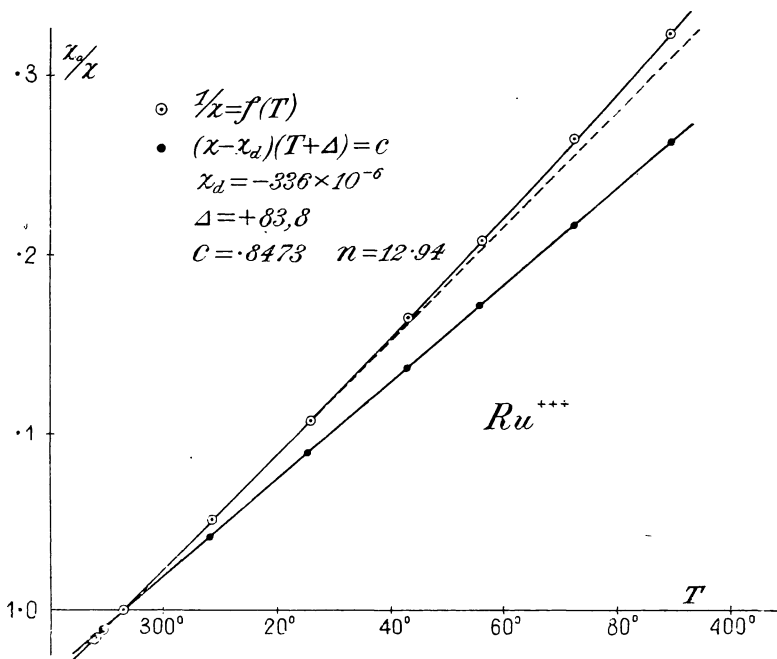


Fig. 3

même, comme il a été fait par Foëx ⁽¹⁾ et Kopp ⁽²⁾ pour le palladium et le platine métalliques. La formule de Curie-Weiss se transforme en

$$(4.1) \quad (\chi + \chi_a)(T + \Delta) = C,$$

dont les coefficients χ_a , Δ et C ont été déterminés par la méthode de Cauchy. Il n'y a guère rien d'extraordinaire à ce que l'équation à trois coefficients donne une représen-

⁽¹⁾ « Thèse », p. 59, 1921.

⁽²⁾ « Thèse », Zurich, 1919.

tation exacte des points observés, comme on voit clairement sur la figure 3. Pour justifier cette interprétation il faut examiner les valeurs trouvées pour les coefficients dont il est question, au point de vue de leur signification physique. De ces valeurs, consignées sur la figure, les deux dernières sont tout à fait acceptables, et même la constante de Curie donne pour le moment atomique 12,94 magnétons Weiss; c'est à dire, un nombre entier, comme toujours pour des corps qui obéissent la loi de Curie-Weiss. Mais, malheureusement la valeur de χ_a est plus grande que tout ce qu'on peut accepter facilement.

Evidemment le cas du Pd^{++} n'a pas d'interprétation possible dans la théorie classique (fig. 4).

Pour la famille III de transition la contradiction avec les idées classiques est encore plus frappante (fig. 4). Pour le Ir^{+++} , par exemple, il n'est pas possible une représentation satisfaisante par une équation du type (4,1); mais même en acceptant celle qu'on obtient, bien que les résidus soient évidemment plus grands que ceux qu'on peut admettre, on arrive aux constantes

$$\chi_a = +45,89 \times 10^{-6} \quad J = -3'8,2 \quad C = -2 \times 10^{-5},$$

dont la dernière, surtout, n'a pas de signification physique. L'allure de la courbe de l' Os^{++} fait prévoir des résultats pareils, et pour le Pt^{++} , bien que celui-ci soit diamagnétique, χ_o/χ correspond à peu près à une droite dont le coefficient angulaire est positif, comme si la loi de Curie-Weiss était applicable.

5. Tout ce que nous venons de dire fait penser à l'existence de quelque phénomène qui a été négligé auparavant. On le trouve d'une façon bien naturelle en développant les idées sur la déformabilité de l'atome que j'ai mis à la base de la théorie du paramagnétisme. Ma pensée sera plus claire si je fais le résumé de ces idées.

Dans ce dernier temps ⁽¹⁾ on est parvenu par des moyens

(1) Voir, par exemple GRIMM, « Handbuch d. Physik », 24, Kap. 6.

chimiques différents à démontrer l'existence d'une déformation des atomes qui font part d'une molécule. On est plus avancé dans l'étude de ce phénomène pour le cas des ions d'un sel, mais on comprend tout de suite que la défor-

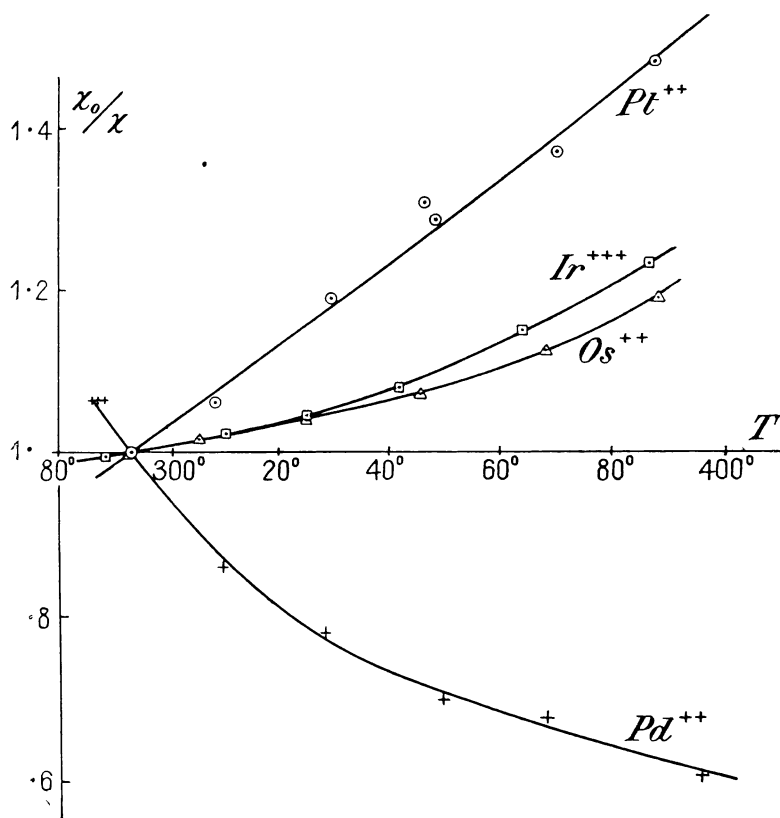


Fig. 4

mation doit être plus grande pour les vraies combinaisons chimiques. A mon avis les liaisons qui y interviennent sont constituées par une union intime des systèmes électroniques superficiels des atomes, lesquels sont simultanément déformés. Les couples d'électrons de Lewis et de Langmuir ne sont guère que la plus simple représentation qu'on peut faire de ce phénomène.

On voit aujourd'hui très nettement que les sels typiques, tels que les halogénures alcalins ne sont pas de vraies combinaisons mais simplement des ions juxtaposés retenus par l'attraction électrostatique. Mais au fur et à mesure qu'on considère des ions pour lesquels la surface est moins stable, les liaisons d'union viennent se superposer aux actions électrostatiques, et simultanément les propriétés caractéristiques de ces dernières deviennent plus faibles, et même disparaissent. Aussi Werner et Pfeiffer ont remarqué que la conduite physico-chimique des halogénures des métaux des triades est plus compliquée que celle des halogénures alcalins : dans la première (*Fe, Co, Ni*) on peut parler encore de sels dissociables électrolytiquement, mais dans la deuxième (*Ru, Rh, Pd*) et la troisième (*Os, Ir, Pt*) les unions atomiques sont tout à fait prédominantes et il est question de la nature saline de la molécule. Pfeiffer prévoit une autre constitution cristalline pour ces molécules que pour les halogénures alcalins. Pour nous ce qui importe c'est la déformation qui doit se produire dans les atomes en question.

Par conséquent nous n'exprimons pas une idée en opposition avec le point de vue des chimistes si nous affirmons que la surface des éléments qui nous intéressent montre des différences essentielles par rapport aux atomes libres, et qu'il n'y a pas de raisons pour que leurs moments magnétiques coïncident avec ceux qui ont été prévus à partir des termes fondamentaux des spectres.

6. Il peut être question maintenant des relations entre les configurations caractéristiques des atomes libres et combinés. Sûrement les conditions qui déterminent la nature et la disposition des orbitales superficielles pour l'atome libre font sentir aussi leur influence à l'état de combinaisons, mais dans ce dernier il intervient autant l'entourage chimique. Pour me faire comprendre je dirais qu'on pourrait traiter ces orbitales à la manière des orbitales pénétrantes des atomes simples, dont la partie profonde dépend du nombre

atomique vrai, tandis que la partie extérieure dépend du nombre atomique effectif.

Entre les principes régulateurs des déformations en question on doit tenir compte de celui qui donne lieu au magnéton de Weiss. Nous ignorons encore sa signification intime, mais nous le croyons une réalité empirique d'importance fondamentale pour la structure de l'atome, jusque au point d'estimer convenable la formulation du postulat provisoire suivant: *La nature et la distribution des orbites électroniques au sein de l'atome sont toujours de telle condition que le moment magnétique résultant est un multiple déterminé du magnéton Weiss* ⁽¹⁾. Evidemment dans cette résultante il n'intervient que les électrons des groupes non saturés.

On peut exprimer d'une autre manière ce que nous venons de dire. Le système électronique superficiel d'un atome peut adopter des configurations différentes dont les stabilités relatives dépendent de la nature de la molécule. L'importance des déformations qu'elles représentent par rapport à l'atome libre est une fonction directe des actions des atomes voisins et inverse de l'énergie du système déformé.

7. A ce point de vue les terres rares ont une position exceptionnelle, parce que les groupes électroniques en formation, N_{VI} et N_{VII} , qui sont l'origine du moment magnétique, se trouvent à une profondeur au dessous de la surface atomique, assez importante pour éviter l'influence déformatrice de l'entourage, bien que leurs niveaux énergétiques soient plus bas que ceux correspondants aux $OI-O_{III}$. Alors on comprend que dans ces corps la configuration du système d'électrons magnétogènes soit peu déformable, circonstance qu'on doit rapprocher de la précision très remarquable, avec laquelle Hund a interprété leur paramagnétisme.

Dans les trois premières familles de transition le système des électrons magnétogènes est tout à fait superficiel et exposé en conséquence, aux actions directes de l'entourage

⁽¹⁾ B. CABRERA, « Journ. d. Phys. », 6, 257, 1925.

chimique. Si on les compare entr'elles, puisque leur énergie diminue progressivement de la première à la troisième, on prévoit une déformabilité croissante, en bon accord avec les faits chimiques. Les résultats de mesures magnétiques sont aussi concordants avec ces prévisions, d'après tout ce que nous avons dit. Je veux encore rappeler que même pour la famille du fer, non seulement leurs moments atomiques s'écartent des valeurs déduites des termes spectrales, mais qu'en outre les variations subies par le moment magnétique, si fréquentes pour quelques-uns de ces éléments, montrent une modification du système électronique, certainement en rapport avec des alterations minimes de la structure moléculaire, bien que beaucoup de fois elles ne sont pas accompagnées de phénomènes sensibles. Sûrement nous avons dans le moment magnétique un indice exceptionnellement sensible pour surprendre des changements difficiles à reconnaître par les méthodes usuelles. Pour donner un exemple du cas que nous venons de considérer, il suffit de se rappeler de la série des états paramagnétiques du CoSO_4 étudiés récemment par Chatillon (1).

8. Dans tout ce que nous venons de dire nous avons envisagé les atomes et les molécules comme des systèmes statiques, bien qu'ils soient troublés constamment par des actions mutuelles qui interviennent pendant les chocs produits à cause de l'agitation thermique. Ces actions sont fréquemment si énergiques qu'elles suffisent pour la désorganisation totale des systèmes électroniques superficiels des atomes qui interviennent. Avec la séparation ultérieure des molécules la configuration primitive se reproduit, mais nous supposons que pour les atomes paramagnétiques, dont le système magnétogène n'est pas saturé, il y a des configurations diverses pour lesquelles la valeur absolue du moment magnétique est la même, mais avec des orientations différentes par rapport à l'atome. S'il ne subit pas des actions

(1) « Journ. d. Phys. », 8, 945, 1927.

extérieures toutes ces orientations ont la même probabilité, tandis que sous l'action d'un champ magnétique H , même si l'atome est combiné, chaque orientation de l'axe magnétique aura une probabilité différente.

Nous avons ainsi un mécanisme par lequel l'aimantation peut se produire sans faire intervenir des rotations atomiques telles qu'elles sont nécessaires dans les théories statistique et quantiste. B. Cabrera et J. Palacios ⁽¹⁾ ont trouvé avec ces hypothèses, pour la molécule-gramme, l'expression

$$M_m = \frac{N\mu}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\sum_i p_i e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT} + a \cos \varphi_i} \cos \varphi_i}{\sum_i p_i e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT} + a \cos \varphi_i}} \sin \psi \, d\psi \, d\omega$$

où N est le nombre d'Avogadro, μ le moment atomique, p_i et ε_i le poids statistique et l'énergie pour une position de l'axe relativement à l'entourage chimique, k la constante de Boltzmann, T la température absolue,

$$a = \frac{\mu H}{k T}$$

la variable classique de Langevin, φ_i l'angle de μ avec H , ψ et ω les angles qui fixent l'orientation de l'atome par rapport au champ.

Cette expression qui correspond à la formule générale de Langevin

$$M_m = N_\mu L(a),$$

donne pour première approximation la loi de Curie-Weiss

$$\chi_m (T + A) = C_m$$

avec

$$C_m = \frac{N\mu^2}{3k} (1 - l^2)$$

où $(1 - l^2)$ ne doit s'écarter de l'unité qu'exceptionnellement.

(1) « An. Soc. Esp. Fis. y Quim. », 24, 293, 1926.

9. Mais notre théorie, certainement applicable quel que soit l'état physique, contient une hypothèse implicite que nous voulons examiner maintenant. Elle consiste à négliger le temps pendant lequel l'atome reste désorganisé. Pour les gaz monoatomiques il n'y a pas d'objection à faire, et non plus pour les polyatomiques à températures peu éloignées au dessus de la température ambiante. Si dans ce dernier cas elle devient suffisante pour produire des vibrations des atomes autour de leur positions d'équilibre dans l'édifice moléculaire, ils peuvent rester désorganisés pendant une fraction importante de la période, fraction qui augmente avec la température, de sorte que le nombre des atomes qui interviennent à chaque instant pour produire l'aimantation de la masse totale diminue dans la même proportion.

Le cas des corps solides est tout à fait semblable. Dans cet état physique les atomes sont liés à des positions fixes autour desquelles ils vibrent avec une amplitude croissante en fonction de la température. Born et ses collaborateurs ⁽¹⁾ ont mis en évidence que ces vibrations se décomposent pour les réseaux cristallins en deux groupes d'ondes. Celles qu'il appelle ondes acoustiques ne jouent aucun rôle dans les phénomènes qui nous intéressent. Au contraire les ondes optiques ont une importance fondamentale pour nous parce qu'elles produisent des changements des distances interatomiques.

Supposons le volume du corps divisé en éléments petits par rapport à la longueur des ondes en question, mais suffisamment étendus pour contenir un grand nombre d'atomes. L'énergie moyenne contenue dans chacun de ces éléments doit être constante à l'état d'équilibre; mais si dans un instant déterminé nous faisons la topographie énergétique du volume nous trouverons des fluctuations autour de cette moyenne. Soit E_m la valeur de celle-ci rapportée à l'atome, et désignons par $E_i = E_m + \varepsilon_i$ la valeur effective de l'énergie pour l'élément de volume i à l'instant choisi. La probabilité d'un écart compris dans l'intervalle $E_i, E_i + d\varepsilon_i$

⁽¹⁾ BORN. *Atomtheorie des festen Zustandes*, 1923.

représente aussi la fraction du volume total pour laquelle l'énergie effective a une valeur comprise dans l'intervalle $E_i, E_i + d\varepsilon_i$; donc, si E_o est une valeur fixe quelconque, la portion du corps pour laquelle $E_i > E_o$ est donnée par

$$\varphi_o = \frac{1}{kT} \int_{E_o}^{+\infty} e^{-\frac{E_m + \varepsilon_i}{kT}} d\varepsilon = e^{-\frac{E_o}{kT}}.$$

Prenons maintenant pour E_o la valeur E_I de l'énergie qui est nécessaire pour détruire la configuration électronique qui produit le moment magnétique μ_I . Evidemment le nombre d'atomes qui interviennent dans l'aimantation deviendra

$$N_I = N \left(1 - e^{-\frac{E_I}{kT}} \right)$$

de sorte que les équations données auparavant contiendront le facteur $(1 - e^{-E_I/kT})$ qui rend plus complexe la variation de χ avec T . Bien entendu, l'importance de ce facteur dépend essentiellement de la valeur d' E_I . Pour le cas où $E_I \gg kT$ nous reviendrons aux lois classiques. Si au contraire $E_I \ll kT$, la loi simple de Curie-Weiss aura la forme

$$\chi_m (T^2 + AT) = \frac{NE_I \mu_I^2}{3k^2}.$$

Il est évident que les cas réels peuvent être plus complexes que celui que nous avons considéré et pour lequel on admet un seul état paramagnétique. C'est bien probable que nous en ayons un plus grand nombre, caractérisés par des moments $\mu_I, \mu_{II}, \dots$, auxquels correspondent les énergies $E_I, E_{II}, \dots$. Les formules seront plus compliquées mais il n'y aura rien de nouveau à ajouter à propos des idées fondamentales.

10. Avant de les appliquer aux familles de transition II et III, je veux insister ici sur le problème du paramagnétisme indépendant de la température que j'ai attribué récem-

ment ⁽¹⁾ à la déformation élastique de l'atome sous l'action du champ magnétique. En effet, dans toutes les théories du paramagnétisme on suppose, plus ou moins explicitement, la rigidité du système magnétogène, en fixant l'attention seulement sur les changements possibles d'orientation de l'axe. On peut faire comme ça dans une première approximation, suffisante pour les corps pour lesquels μ est grand ; mais nous connaissons déjà plusieurs substances qui montrent une susceptibilité indépendante de la température et dont la valeur absolue est à peu près la même que pour le cas du diamagnétisme, circonstances toutes deux qui m'ont fait penser à une petite déformation élastique de l'atome dont le résultat serait le moment magnétique observé.

En regardant de plus près le problème, je suis parvenu à la conviction que le diamagnétisme et le paramagnétisme indépendant de la température sont tout simplement deux aspects différents de la déformation produite par le champ appliqué. En effet, dans une première approximation on peut décomposer la déformation en deux parties : une alteration de la vitesse des électrons sans variation de la grandeur ni de l'orientation des orbites, et un petit déplacement angulaire de celle-ci sans changer la vitesse des électrons.

Il n'est pas question de la réalité des deux phénomènes mentionnés. On peut seulement discuter l'importance de chacun. Le premier n'est que le phénomène d'induction prévu par Weber et Langevin ⁽²⁾ comme l'origine du diamagnétisme. Depuis quelques années le théorème si élégant de Larmor a fait oublier l'idée physique qui préside la théorie de Langevin, peut-être parce qu'on a pensé que ces deux phénomènes sont contenus dans le théorème mentionné. Cependant ce n'est pas exactement le cas et même je pense qu'il n'existe pas pour l'application des idées de Langevin aux atomes combinés la difficulté qui est évidente pour la précession de Larmor. En tout cas, le succès de la formule obtenue

⁽¹⁾ Voir loc. cit. « An. Soc. Esp. Fis. y Quim. », 24, 293, 1926.

⁽²⁾ « Ann. de Chim. et de Phys. », 8 s. 4 ; 70, 1905.

dans le calcul de χ pour les corps diamagnétiques, une fois connue la configuration électronique, justifie leur emploi pour estimer sa valeur dans les cas qui nous intéressent. Comme grandeur on obtient ainsi quelques unités de l'ordre 10^{-5} .

Nous ne disposons actuellement d'une méthode pareille applicable au paramagnétisme produit par les déplacements angulaires des orbites. On peut seulement formuler quelques règles hypothétiques qui découlent tout naturellement des notions courantes sur la constitution de l'atome. Ainsi il semble évident que les couches électroniques fermées ne doivent pas contribuer sensiblement à ce paramagnétisme, lequel aura son origine dans les orbites des groupes en formation, et surtout dans les configurations stabilisées sous l'action de l'entourage de l'atome. Ceci doit être le cas des complexes, dont le paramagnétisme du cation simple est détruit par les molécules coordonnées avec lui, aussi bien que pour les composés qui font intervenir dans les liaisons chimiques tous les électrons de la surface atomique, comme il est le cas pour les permanganates et les bichromates. Certainement les configurations forcées de cette espèce doivent être beaucoup moins stables que celles fixées par l'atome même et en fait les cas mieux connus ⁽¹⁾ de paramagnétisme invariable appartiennent à des corps de cette nature.

11. Voyons maintenant ce que nous pouvons déduire des idées théoriques précédentes pour interpréter nos résultats relatifs aux familles du palladium et du platine. Bien que nous ayons déjà dit qu'ils sont encore insuffisants, surtout au point de vue de l'intervalle de température que nous avons pu utiliser jusqu'à présent, ils encouragent le développement des idées précédentes. En effet: malgré l'allure différente de chaque courbe pour χ_0/χ , on peut les interpréter toutes par l'équation

$$\chi = \chi_I \left(1 - e^{-\frac{E_I}{kT}} \right) + \chi_{II} e^{-\frac{E_I}{kT}}$$

⁽¹⁾ M.^{lle} COLLET, «Comptes Rendus», 178, 1924, 2146; 181, 1057, 1925.

qui correspond à la coexistence des états I et II de l'atome paramagnétique, où E_I est l'énergie au-dessus de laquelle I n'existe plus.

Si nous admettons encore que $\frac{E_I}{kT} < 1$, de façon à pouvoir nous limiter aux termes de deuxième ordre dans le développement de $e^{-\frac{E_I}{kT}}$, et au même temps nous supposons que

$$(11,^2) \quad \chi_I = \text{const.}, \quad \chi_{II} = \chi_{II}^{(d)} + \frac{C_{II}}{T},$$

hypothèses celles-ci que nous justifierons plus tard, on arrive à une équation de la forme

$$\chi = a + b \frac{1}{T} + c \frac{1}{T^2}$$

où

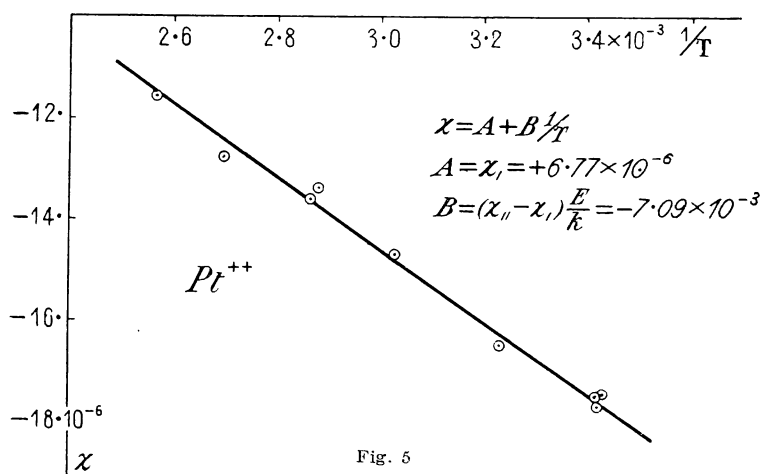
$$(11,2) \quad \begin{aligned} a &= \chi_{II}^{(d)} \\ b &= C_{II} + \frac{E}{k} (\chi_I - \chi_{II}^{(d)}) \\ c &= -\frac{E}{k} \left[C_{II} + \frac{1}{2} \frac{E}{k} (\chi_I - \chi_{II}^{(d)}) \right] \end{aligned}$$

Le tableau suivant donne les valeurs de chaque coefficient pour les cations dont les variations avec T sont appréciables. Nous commencerons l'analyse de nos résultats par

	a	b	c
Ru^{+++}	$-23,8 \times 10^{-6}$	0,0742	$-3,27$
Pd^{+++}	$-2,73$	0,00720	$-1,58$
Os^{+++}	-96	0,102	$-14,5$
Ir^{+++}	-63	0,061	$-8,5$
Pt^{+++}	$+6,8$	$-0,0071$	0

le Pt^{+++} . Pour ce corps on n'a pas besoin du terme en $1/T^2$, de sorte que l'état II a un paramagnétisme constant. D'autre part I est sûrement diamagnétique avec une susceptibilité à peu près de l'ordre 6×10^{-5} . Evidemment cette constante, ainsi que toutes les autres comprises dans les coefficients b et c , ne peuvent pas être déduites tout simple-

ment des valeurs de ceux-ci; mais il est possible d'essayer les ensembles de valeurs des constantes qui satisfont aux équations (11,2) pour reconnaître si les coefficients trouvés sont physiquement admissibles. Pour cet essai nous avons donné à E/k des valeurs compatibles avec nos hypothèses initiales, et nous avons trouvé toujours un intervalle au voisinage de 100, dans lequel les équations (11,2) donnent des systèmes de valeurs de $\chi_{II}^{(d)}$ et C_{II} tout à fait acceptables. Pour ce qui se rapporte au Pt^{++} (fig. 5) dont la con-



duite magnétique paraît si éloignée de toutes les autres, il est bien intéressant qu'il rentre sous la même interprétation théorique.

Le cas du Pd^{++} n'est guère moins intéressant. Nous avons déjà remarqué la possibilité de ce que le Pd^{++} soit invariable avec la température, mais les résultats du calcul que nous discutons maintenant paraissent confirmer l'allure si singulière de la courbe thermique de la susceptibilité. La figure 6 montre comment la variation de χ est bien représentée par notre équation fondamentale, dont les coefficients sont admissibles physiquement, puisque pour $E/k = 100$ $\chi_i = 17,6 \times 10^{-5}$.

Nous devons aussi remarquer que pour le Ru^{+++} l'équation générale précédente paraît si satisfaisante que pour les autres éléments, et peut être préférable à l'interprétation donnée par l'équation de Curie-Weiss.

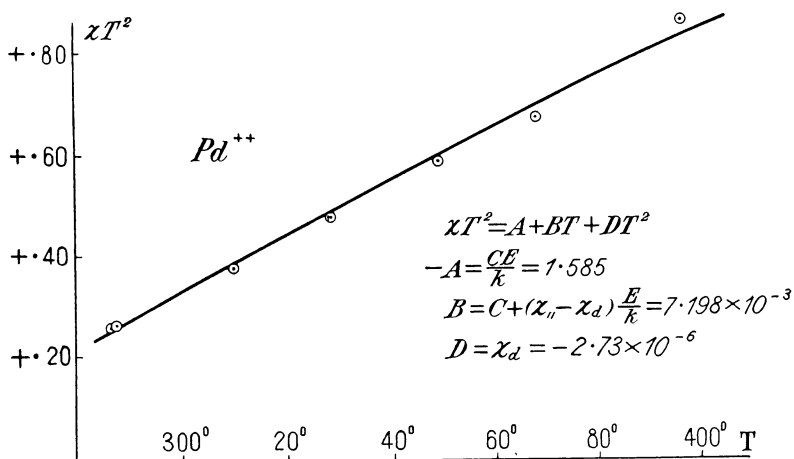


Fig. 6

12. Au point de vue de la théorie générale, il faut attirer l'attention sur certaines particularités des coefficients du tableau précédent. Premièrement les constantes de Curie comprises dans les coefficients b et c sont nécessairement petites: elles correspondent à quatre magnétons Weiss au maximum. Dans le cas contraire nous aurions pour χ_I des valeurs numériques d'ordre de grandeur en dehors de toute possibilité physique.

En second lieu, l'état nettement paramagnétique est toujours le II. Nos résultats ne permettent guère affirmer pour le premier que la petitesse relative de sa susceptibilité. Cette conséquence justifie les hypothèses (11,1) que nous avons fait tout à l'heure. Elle provient du signe — du terme en $1/T^2$, incompatible avec la diminution du paramagnétisme lorsque se produit la transformation de l'état I à l'état II. Comme nous venons de dire, le premier peut avoir soit le paramagnétisme ordinaire, soit le paramagnétisme inva-

riable, soit le diamagnétisme. Pour tous les cas, exception faite du Pt^{++} , il suffit, mais il n'est pas nécessaire, de lui attribuer une susceptibilité constante positive ou négative.

Il est encore intéressant de remarquer que le diamagnétisme propre de l'atome dans l'état II, donné directement par le coefficient a de l'équation, a pour la famille du platine des valeurs plus grandes que pour la famille du palladium. A ce propos il est convenable de se rappeler que les susceptibilités des éléments diamagnétiques qui suivent aux familles de transition sont:

$$Cu = 18,9 \times 10^{-6}; \quad Ag = 31,0 \times 10^{-6}; \quad Au = 45,8 \times 10^{-6}.$$

Le cas du Pt^{++} ne fait pas exception, puisque le signe positif provient de l'impossibilité de séparer le paramagnétisme constant du diamagnétisme.

Tous les faits généraux que nous venons de résumer peuvent s'interpréter si nous admettons que les liaisons du cation avec son entourage donnent à la surface atomique une configuration autant plus symétrique qu'elles sont plus intimes. Alors on comprend que le paramagnétisme soit plus grand pour les configurations stables aux hautes températures, et que leurs valeurs absolues soient petites à cause de leur condition de phénomène résiduel.

Il y a une conséquence naturelle de l'interprétation donnée pour les propriétés magnétiques des familles du palladium et du platine. Puisque nous attribuons une influence si grande à l'entourage du cation, le comportement magnétique de chacun doit changer avec la nature des atomes voisins. Malheureusement nous n'avons pas encore les données expérimentales nécessaires pour faire la critique de ce corollaire de nos idées.

Versuche an Molekularstrahlen

(Zusammenfassung)

von

O. Stern – Hamburg

Prinzip der Molekularstrahlmethode: Aus einem mit Gas oder Dampf gefüllten Gefäss strömen die Moleküle durch eine feine Öffnung in einen hochevakuierten Raum aus. Dort breiten sie sich geradlinig aus. Die Öffnung strahlt also wie eine Lichtquelle. Durch eine Blende wird ein feiner Strahl von Molekülen herausgeblendet.

Auf diesen Strahl lässt man Kräfte (Corioliskraft, magnetisches oder elektrisches inhomogenes Feld usw.) wirken und beobachtet die dadurch erzeugte Ablenkung. So misst man die Geschwindigkeit der Moleküle, ihr magnetisches und elektrisches Moment und erhält auch Aufschluss über prinzipielle Fragen (Richtungsquantelung). Auch für andere Probleme, z. B. die Erforschung der Molekularkräfte, den Nachweis der de Broglie-Wellen ist diese Methode geeignet. Zur Behandlung dieser Probleme ist jedoch eine genaue Intensitätsmessung erforderlich, die auch für die erstgenannten Untersuchungen von Vorteil wäre.

Der Nachweis der Strahlen erfolgte bisher dadurch, dass sie auf einer gekühlten Fläche kondensiert wurden. Der Nachteil dieses Verfahrens ist, dass es nur bei leicht kondensierbaren Stoffen anwendbar ist und keine genauen Intensitätsmessungen gestattet. Strahlen aus schwer kondensierbaren Gasen kann man dadurch nachweisen, dass man den Strahl auf eine feine Öffnung eines im übrigen geschlossenen Gefässes auftreffen lässt und die dadurch in dem Gefäss

erzeugte Druckerhöhung mit einem hochempfindlichen Manometer misst. Die Ausarbeitung dieser Methode durch Herrn Knauer und mich hat bei Verwendung eines Hitzdrahtmanometers ergeben, dass damit sehr genaue (1 ‰) Intensitätsmessungen möglich sind, was für die meisten Molekularstrahlprobleme sehr wesentlich ist.

Wir haben unter anderem untersucht, ob ein Molekularstrahl aus molekularem Wasserstoff an einer ebenen hochpolierten Fläche regulär reflektiert wird und gefunden, dass bei sehr kleinen (0,001) Winkeln tatsächlich bis zu 6 % des auftreffenden Strahles gespiegelt werden. Ein auf die spiegelnde Fläche geritztes Strichgitter wird es voraussichtlich erlauben, die von de Broglie behaupteten Welleneigenschaften von bewegter Materie an Molekularstrahlen nachzuweisen.

KRAMERS: Ich möchte fragen von wie grossem Einfluss auf die Beugung der de Broglie-Wellen der Umstand ist dass die Geschwindigkeit nicht die gleiche ist für alle Wasserstoffmolekülen.

STERN: Die Beugungsmaxima werden zwar verwaschen aber trotzdem sollten einzeln beobachtbar bleiben.

On the magnetic moments of ions of the transitional group of elements.

by

D. M. Bose – Calcutta

It is well known that the elements belonging to the different transition groups of the periodic table and their compounds are characterised by large magnetic moments, colour and catalytic properties. According to Ladenburg and Bohr in these groups of elements some inner electronic shell is in the process of completion. So far the magnetic properties of the ions of the first transition group of elements, in which the M_3 -shell is completed, and of the rare earth group of elements in which the N_4 -shell is completed, have been carefully investigated. The magnetic moment per gm-atom of these ions have been expressed in terms either of Weiss's or of Bohr's magnetons. During the recent development of the quantum theory of atomic structure, attempts have been made to calculate the magnetic moments of any one of these ions in terms of the number of electrons contained in its incomplete shell and of their quantum numbers. One of the most successful of these attempts has been made by Hund ⁽¹⁾. He supposes that each electron in a closed orbit is characterised by three quantum numbers n, l, s , where n is the principal quantum number, l is a measure of the orbital moment of the electron and s of its spin moment. If there are several electrons in the shell then we have further $\bar{l} = \sum_i l_i$ and $\bar{s} = \sum_i s_i$.

(1) HUND - "Zeit. f. Physik", 33, 361, 1925.

The inner-quantum number $\bar{j}$ which is a measure of the moment of the atom as a whole is given by $|\bar{l} - \bar{s}| \leq \bar{j} \leq \bar{l} + \bar{s}$.

According to Hund the value of $\bar{j}$ corresponding to the most stable configuration of the atom or its ions is given by $\bar{j} = |\bar{l} - \bar{s}|$ for elements whose spectral terms are regular viz. those in which the number of electrons in the shell $z \leq 2l + 1$ and by $\bar{j} = \bar{l} + \bar{s}$ for those in which $z \geq 2l + 1$. Knowing the value of $\bar{j}$, the magnetic moment μ of the ion or atom can be calculated from the formula:

$$\mu = \bar{j} g$$

$$\text{where } g = 1 + \frac{\bar{j}(\bar{j} + 1) + \bar{s}(\bar{s} + 1) - \bar{l}(\bar{l} + 1)}{\bar{j}(\bar{j} + 1)}$$

We can also put $\mu = n_b \mu_b$, where μ_b = unit of Bohr's magneton. The corresponding number of Weiss's magnetons n_w contained in the ions is given by $n_w = 4.97 g \sqrt{\bar{j}(\bar{j} + 1)}$.

In this way Hund (1) has calculated the values of n_w corresponding to the different number of electron in the N_4 shell of the ions of the rare earth group of elements and has been able to obtain a remarkably good agreement with the experimentally determined values found by St. Meyer and Cabrera. But when the method is employed to calculate the values of n_w for the ions of the first transition group of elements in which the M_3 shell is completed, there is a total lack of agreement with the experimentally determined values.

In a recent paper (2), I have shown that a much better agreement with the experimentally determined values can be obtained for ions of this group of elements if in Hund's expression for $\bar{j}$ and g we put $\bar{l} = 0$, which interpreted physically means that in an incomplete shell only the spin moments of the electrons contribute to the magnetic and angular moments.

(1) HUND - « Zeit. f. Physik » 33, 361, 1925.

(2) BOSE - « Zeit. f. Physik », 43, 864, 1927.

On this assumption the number of Weiss's magnetons contained in an ion with an incomplete shell containing z electrons is given by

$$n_m = 4.97 \sqrt{z(z+2)}; \text{ for } z \leq 2l+1$$

and $n_m = 4.97 \sqrt{z'(z'+2)}$ for $z \geq 2l+1$
 where $z' = 2(2l+1) - z$.

With the help of these assumptions not only can the magneton numbers of these ions be successfully calculated, but also the so-called gyromagnetic anomaly shown by the ferromagnetic metals and alloys be explained.

Thus we have two groups of elements, in one of which only the spin moments of the constituent electrons contribute to its mechanical and magnetic moments, while in the other both the spin and the angular moments are effective.

So far the magnetic moments of the compounds of the other transitional group of elements viz. the Palladium, the Platinum and the Uranium groups have not been investigated. In the present paper is given a preliminary account of the investigation which has been carried out in my laboratory by Mr. H. G. Bhar.

Apparatus used — A Curie's magnetic balance was used for measuring the susceptibilities of the specimens which were always in the form of powders. The apparatus was calibrated from time to time by means of the known susceptibility of distilled water. To calculate the magnetic moment per gm. molecules of the specimens, it is assumed that the latter obeys Curie's law $\chi T = \text{const}$. Later the variation of susceptibility with temperature will be measured in order to determine the Weiss's correction term.

Results. — In Table I are given the number of Weiss's magnetons contained in the different salts investigated. The salts of Vanadium, Molybdenum, Tungsten, Tantalum, Uranium and Platinum were prepared in the laboratory by Mr. P. Ray. The chlorides of Ruthenium, Rhodium, Palladium, Osmium and Indium were obtained from Kahlbaum. Recently the susceptibility of these compounds have also

TABLE I

Element	Salt	Valency	No. of Weiss's Magnetons	Remarks
Vanadium .	$V_2(SO_4)_3 \cdot H_2SO_4 \cdot 12H_2O$	V^{+++}	12.6	
Molybdenum	$K_3MoCl_6 \cdot 12H_2O$. .	Mo^{+++}	18.1	
	$Mo(SCN)_6(NH_4)_4 \cdot 4H_2O$	Mo^{+++}	18.4	
Ruthenium .	$RuCl_3$	Ru^{+++}	~ 1.5	
Rhodium . .	$RhCl_3$	Rh^{+++}	~ 1.5	
Palladium .	$PdCl_2$	Pd^{++}	diamag.	
Tantalum . .	$KTaF_6$	Ta^V	diamag.	
Tungsten . .	$K_3W_2Cl_9$	W^{+++}	~ 2	corrected for diamagnetism
	$K_2W(OH)Cl_5$	W^{IV}	8.9	
Osmium . .	$OsCl_3$	Os^{+++}	diamag.	
Oridium . .	$IrCl_4$	Ir^{IV}	9.5	corrected for diamagnetism
	$2IrCl_3 \cdot 3H_2O$	Ir^{+++}	~ 2.4	
Platinum . .	$PtCl_2$	Pt^{++}	diamag.	
	$PtCl_4$	Pt^{IV}	,,	
Thorium . .	$Th(CO_3)_2$	Th^{IV}	diamag.	
Uranium . .	$UO_2(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$. .	U^{VI}	,,	
	$U(C_2O_4)_2$	U^{IV}	12.1	

been measured by Cabrera and Duperier (¹) They obtained their salts from Heraeus of Hanau. Though there is a general qualitative agreement between their and our results, there are certain discrepancies in individual values. We have not yet ascertained whether any paramagnetic or other impurities were present in the specimens supplied to us by Kalhbaum.

All the elements the susceptibilities of whose compounds have been measured belong to the different transition groups in which the M_3 , N_3 , P_3 , and O_3 shells are completed. The number of Weiss's magnetons contained in their ions can be calculated either Hund's formula or the one proposed by me. In Table II a comparison is made between the values calcu-

(¹) CABRERA et DUPERIER C. R. 185, 414, 1927.

TABLE II

no. of electrons in shell Z	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
n_w (calc.)	0	7.7	8.1	3.9	0	29.6	33.6	33.2	28.0	17.7
	0	8.6	14.1	19.2	24.4	29.6	24.4	19.2	14.1	8.6
n_w (exp.)	M_3 -shell		$V^{++} +$ 12.6	$Cr^{++} +$ 18.9	$Mn^{++} +$ 25	$Fe^{+++} +$ 29	$Fe^{++} +$ 26	$Co^{++} +$ 25	$Ni^{++} +$ 16	$Cu^{++} +$ 9.2
	N_3 -shell			$Mo^{++} +$ 18.1		$Ru^{++} +$ 1.5	$Rh^{++} +$ 1.5		Pd^{++} diam.	
	O_3 -shell	Ta ^v diam.	W^{iv} 8.9	$W^{++} +$ 2		Ir^{iv} 9.5	Pt^{iv} dia		Pt^{++} diam.	
	P_3 -shell	Tl^{iv} diam.	U^{iv} 12.1			$Os^{++} +$ 2 dia	$Ir^{+++} +$ 2.4			

lated theoretically according to the above formulas and those experimentally obtained by us.

Discussion. — The ions of Molybdenum, Uranium and Vanadium show that the spin moment of their constituent electrons are alone effective in producing their magnetic moments. Tantalum and Thorium ions only occur in such valencies that no electrons remain in the azimuthal 3-quanta orbits and so they are both diamagnetic. The magnetic moments of the tri- and tetra-valent ions of Tungsten indicate that in them both the spin and the orbital moments of the constituent electrons are effective. This may be due to the fact that Tungsten (At. No. 74) comes a little after the rare earth group of elements, and therefore behave magnetically in a similar way. It would be interesting to test the properties of a tri- or tetravalent ion of Tantalum (73) if such compounds could be prepared. The magnetic behaviour of the ions of the Palladium and Platinum triads are peculiar, and at present no theoretical interpretation is possible ⁽¹⁾. In them the magnetic displacement law does not hold good e. g. Pt^{IV} and I^{III} , and I^{IV} and Os^{III} which have the same number of electrons in their outer shells do not have the same moments. Further investigations of their properties are necessary.

Mr. KRAMERS: I would tell Mr. Bose that from modern theory it was remarkable indeed the way in which he imagines the coupling between the own magnetism of the electrons and their orbital moments.

Mr. BOSE: The assumption on which my theory is based finds its chief support in the gyromagnetic experiments on ferroma-

⁽¹⁾ Note added during proof — In a paper communicated recently to the «Zeit. f. Physik», I have shown that the magnetic moments of the chlorides of the Palladium and Platinum group of elements can be qualitatively explained on the assumption, that the bond between the metal and chlorine atom is homopolar instead of being heteropolar.

Some chemical and x-rays evidences in support of this assumption are given in this paper.

gnetic substances carried on by Einstein - de Haas and others. According to the usual theory the ratio of the magnetic to the impulse moment is given by $g \frac{e}{2mc}$, where according to the formula given by Landé, the value of g is different for different elements and depends upon on the number of electrons in their M_s shells. The results of these experiments show that g is independent of the nature of the substance and is equal to 2 within the limits of experimental error. This value of g is only obtained when in Landé's formula we put $\bar{l} = 0$, i. e. when we assume that the spin moment of the electrons only contribute to the magnetic and impulse moment of the atoms.

Sur l'absorption, par la matière,
des rayons de courte longueur d'onde

par

M. M. de Broglie – Paris

M. de Broglie résume les derniers résultats acquis au sujet de l'absorption des rayons de haute fréquence (effet photoélectrique, fonctionnement des diverses continuités d'absorption, phénomène de Compton, phénomène d'Auger).

Electric discharges in gases at low pressures

by

I. Langmuir - New-York

Most of the complex phenomena that characterize the typical glow discharge in gases at low pressure are dependent on the proximity of the electrodes (cathode or anode) and are influenced by the walls of the tube. Only in the positive column do we find phenomena that are determined primarily by the current density and the nature and pressure of the gas. To obtain any comprehensive understanding of gaseous discharges we should, therefore, begin by analyzing the relatively simple conditions existing in the positive column.

In a tube of uniform diameter there is, in the positive column, a constant potential gradient and the luminosity and the intensity of ionization, etc... are constant along the length of the tube, although not necessarily uniform across a section of the tube.

Still simpler conditions in the ionized gas may be obtained by causing the gas to be ionized by electrons accelerated from a hot cathode. For example, we may take a spherical bulb 15 cm. in diameter containing a short tungsten filament, a couple of centimetres long, and an anode of relatively large size. The positions and shapes of these electrodes are relatively unimportant. A potential considerably in excess of the ionizing potential, 40 volts or more, is applied to the anode (with respect to the cathode taken as zero)

and the filament is heated so as to emit 5 to 50 milliamperes of electrons.

Let there now be in the bulb a gas at such pressure that the mean free path of the electrons is of the order of centimetres, for example, pressures which may range from 1 to 100 baryes (dynes per cm^2). The electrons that are accelerated from the filament cause intense and very uniform ionization in the gas. Except in the immediate neighbourhood of the electrodes and the glass walls, the conductivity of the gas is so high that only very small electric fields can be maintained by the moderate currents that flow and the free electrons and positive ions are present everywhere in nearly equal concentrations.

The potential of the gas is then approximately that of the anode and close to the surface of the filament there exists a cathode drop through which the electrons are accelerated, so that they travel with uniform velocity through the gas until they collide with gas molecules. The conditions thus obtained approximate closely to those which must characterize the *ideal uniformly ionized gas*, i. e., one which is homogeneous, isotropic, and is at the same potential throughout.

Experiments which will be described later have proved that under these conditions and also in the positive columns of gaseous discharges at low pressures, the velocity distribution of the electrons corresponds closely with that known as the Maxwellian distribution upon which, in some cases, there may be superposed a drift of the electrons toward the anode; the distribution being thus analogous to that of the molecules in a moving gas. We may thus speak of the electron temperature, T_e . The experiments show that this temperature depends on the pressure of the gas, decreasing as the pressure is raised, but is nearly independent of the current density. Thus, for example, a mercury arc, with currents from 0.1 to 5 amperes in a tube 3 cm. in diameter gave electron temperatures of about $30,000^\circ$ with a mercury vapor pressure of 1 barye while the temperature fell to

20,000° at 5 and to 10,000° at 33 baryes of pressure. The temperature of the mercury vapor itself, however, could not have been more than a few degrees above that of the tube wall.

A few measurements have also been made of the distribution of velocities among the positive ions and these have been found to have approximately a Maxwellian distribution corresponding to a temperature T_p which is considerably lower (about half) than that of the electrons.

We may, therefore, consider that our ideal uniformly ionized gas consists essentially of a homogeneous mixture containing per unit volume, n_e electrons with temperature T_e and an equal number n_p of positive ions with a temperature T_p ⁽¹⁾.

According to the kinetic theory the average velocity of the electrons is:

$$v_e = \sqrt{8kT_e/(\pi m_e)} \quad (1)$$

where k is the Boltzmann constant 1.37×10^{-16} erg. deg.⁻¹ and m_e is the mass of the electron 9.0×10^{-28} gram. A similar expression may be used to calculate v_p the average velocity of the positive ions.

Let us consider an imaginary plane in the ionized gas. A certain number of electrons, corresponding to a *random current density* I_e , pass per second per unit area through this plane from one side to the other and an equal number pass through the plane in the opposite direction. The value of I_e is given by

$$I_e = \frac{1}{4} n_e v_e e \quad (2)$$

where e is the electronic charge. A similar equation gives I_p in terms of v_p and n_p . The ratio between I_e and I_p is then

$$\frac{I_e}{I_p} = \frac{n_e}{n_p} \sqrt{\frac{T_e m_p}{T_p m_e}} \quad (3)$$

⁽¹⁾ If negative ions are also present we have :

$$n_p = n_e + n_n$$

where n_n is the concentration of the negative ions.

Since n_e and n_p are equal (in absence of negative ions) and T_e and T_p are of the same order of magnitude, the ratio is approximately inversely proportional to the square root of the ratio of the masses of the carriers; thus, for mercury vapor I_e must be about 600 times as great as I_p .

In the case of the ordinary positive column such as that of a mercury arc passing through a tube, there will be superposed on this random electron current density, I_e a *drift current density* I_x which represents the net current density across a section of the tube. We shall see that the ratio I_e/I_x is a factor of great importance for many of the phenomena of glow discharges.

The conditions at the boundaries of the uniformly ionized gas are very different from those in the interior and require careful analysis. For this purpose let us imagine that we introduce into such a gas a large conducting plane surface, which we may call a collecting surface, and which we maintain at a potential V with respect to the uniformly ionized gas. We wish now to consider the currents of electrons and ions that may reach this collector.

If the collector is charged strongly negative it repels all the electrons from its neighbourhood but gathers all positive ions that move towards it. It thus becomes surrounded by a positive ion sheath or region which contains a positive ion space charge but no free electrons. The whole drop in potential between the ionized gas and the collector is concentrated within this sheath. The thickness of the sheath becomes such that the total positive charge in the sheath is equal to the negative charge on the electrode, and, therefore, the field of the collector does not extend beyond the outer edge of the sheath. If the thermal energies of the ions and electrons can be neglected compared to the energy that an ion acquires in falling through the sheath, then the outer edge of the sheath is sharply defined, and all the positive ions which reach this edge fall freely through the sheath potential V , the sheath thickness being assumed to be small compared to the electron free-path. The current

density of the ions collected is thus equal to I_p and is independent of the voltage V .

The conditions governing the potential distribution in the sheath are exactly similar to those that determine the flow of electrons, in a high vacuum, from a plane hot cathode to a parallel plane anode. The current density, in this latter case, is limited by space charge and can be calculated from Poisson's equation, determining the boundary conditions from the facts that the electrons leave the cathode without appreciable initial velocity and the potential gradient at the cathode surface is negligible. The resulting space charge equation which is also applicable to the flow of positive ions is:

$$I = \frac{2.33 \times 10^{-6} V^{3/2}}{x^2 \sqrt{m/m_e}} \quad (4)$$

where I is the current density in amperes cm.⁻², V the accelerating potential of the anode in volts, x the distance between the anode and cathode in cm. and m the mass of the carriers.

Similarly in the case of the positive ion sheath in an ionized gas, neglecting thermal energy, we see that the ions start from the outer edge of the sheath with negligible velocity and that there is negligible potential gradient at this sheath edge.

Thus, if we put for I in equation (4) the observed current density of ions which reach the collector and for m the mass of the ions we can calculate x the thickness of the positive ion sheath. We see that the sheath thickness increases in proportion to $V^{3/4}$ and is inversely proportional to the square root of the random current density. With a 2-ampere mercury arc in a tube 3 cm. in diameter containing saturated mercury vapor at 60° C. (33 baryes) I_p was found to be 0.71 milliamperes per cm.² and with -38 volts on the collector x was 0.04 cm. With -1200 volts a sheath thickness of 0.4 cm. was found with a 4-ampere arc in mercury vapor at 8 baryes. Using a very low discharge current

such as 3 milliamperes, a sheath thickness of 0.8 cm. was obtained with a collector voltage of only -30 in mercury vapor at 0.8 barye.

With moderately low pressures of mercury prova (and also with other gases) these positive ion sheaths are plainly visible as dark regions (a kind of Crookes or cathode space) so that by suitable experiments, the thickness of the sheath can be measured directly. It is found that the actual thickness and its variation with voltage and current density are quite accurately given by Equation 4.

At low collector potentials the thermal energies of the electrons and ions are not negligible, the outer edge of the sheath becomes less sharp and Equation 4 is not strictly applicable, but otherwise the phenomena are essentially in accord with the theory we have developed. At the higher pressures required for a self-sustaining discharge, where the electron free path may become less than the sheath thickness, Equation 4 will need to be replaced by one in whose derivation the effect of collisions on the electron velocities is considered. The nature of the Crookes dark space is essentially the same as that of our positive sheaths, but Equation 4 is not applicable, partly for the reason just given but also because the space charge is appreciably modified by the electrons and ions produced by collisions within the sheath.

If the collector is made *positive* with respect to the ionized gas instead of being negative, the positive ions are repelled and the electrons attracted so that an *electron sheath* forms, whose thickness is again determined by space charge. The electron current density I_e flowing to the collector is, however, hundreds of times greater than that of the ion currents we have considered, so that the conditions in the discharge are seriously modified unless a collector of rather small area is employed. Since I_e/I_p is approximately equal to $\sqrt{m_p/m_e}$ we see by Equation 4 that the thicknesses of the electron sheaths, in a given discharge, are about the same as those of the positive ion sheaths.

The electrons sheaths are also visible but are not completely dark. When the collector voltage is raised 10 volts or so above the space potential the electrons in the sheath produce ionization and excitation of the gas close to the collector surface so that a thin luminous skin (or anode glow) appears which increases rapidly in thickness as the voltage is raised. However, if the pressure is so low that the number of ions produced in this way is less than, say 1/1000 of the electrons that flow, they will not greatly modify the space charge or the current. But if, by raising the voltage or the pressure, the number of ions exceeds 1/600 (i. e., $\sqrt{m_e/m_p}$) of the electrons, the space charge is neutralized and the current increases suddenly and indefinitely. With low pressures and with small electrodes, the anode drop may be increased to as much as 100 volts, before this break occurs, although at higher pressures the break may occur with only a few volts.

Thus far, we have considered only collectors that have large plane surfaces. The current collected has, in each case, been limited by the rate at which the carriers reach the outer boundary of the sheath. This outer surface should be looked upon as the effective collecting surface. In actual experiments, if plane collectors are used, they must be of limited size. At the edges of the collector, the sheath extends beyond the collector itself, so that the sheath area or effective collecting area, is greater than that of the collector. For example, if the collector is a circular disk 2 cm. in diameter and the sheath thickness is 0.1 cm. the effective collecting surface will be roughly that of a disk 2.2 cm. in diameter. If the collector voltage is increased about 2.5 fold the sheath thickness is doubled and the collecting surface becomes about equal to that of a disk 2.4 cm. in diameter. Because of this edge effect the collected current increases slowly with voltage unless the sheath thickness is negligible compared to the dimensions of the plane collector. Experiments show that this edge effect exists and is of the magnitude required by our theory.

The necessity for this edge corrections is avoided, even with relatively thick sheaths, by surrounding a small disk collector by a closely fitting plane guard ring maintained at the same potential.

With such a collector the positive ion currents in *Hg* are independent of voltage to a very high degree of accuracy even at voltages above 1000 volts. This proves that only negligible numbers of electrons are emitted from the collector by the positive ion bombardment it receives.

Instead of using plane collectors, cylindrical wires or spheres may be used. The sheath thickness can be calculated from the space charge equations for cylinders or spheres. Thus, if a current *i* is collected by a wire of radius *r* and length *l* we have:

$$i = \frac{14.7 \times 10^{-6} V^{3/2} l}{\sqrt{m/m_e} r \beta^2} \quad (5)$$

where β is a known function ⁽¹⁾ of *a/r*, *a* being the radius of the sheath. If the voltage is increased the current increases in proportion to *a*. The current density at the sheath boundary gives *I_e* or *I_p*, and experimentally, under proper conditions, the values thus found agree well with those obtained by plane collectors.

With low current densities and high collector voltages, and especially if the collecting wire is of small diameter, the sheath radius becomes so much greater than that of the wire, that a considerable fraction of the ions (or electrons) that enter the sheath may describe orbits in the sheath which carry them out of it again.

Let *V_r* be the radial component of the energy (in volts) of an ion when it enters the sheath and let *V_t* be the tangential component (in a plane perpendicular to the cylinder axis). Then, from the principle of the conservation of angular momentum, it follows that only those ions can

⁽¹⁾ LANGMUIR and ELODGETT - « Phys. Rev. », 22, 347, 1923.

reach the collector for which the condition holds

$$V_t < \frac{(V_r + V) r^2}{a^2 - r^2} \quad (6)$$

Thus, if the ions have a Maxwellian distribution of velocities on entering the sheath we can calculate how many will reach the collector. A rigorous solution of this problem gives the result: ⁽¹⁾

$$i = AI \left\{ \varepsilon^\eta \operatorname{erf} \sqrt{\eta + \Phi} + \frac{a}{r} (1 - \operatorname{erf} \sqrt{\Phi}) \right\} \quad (7)$$

where A is the surface area of the collector, I the random current density in the ionized gas,

$$\eta = Ve/(kT) \quad , \quad \Phi = \frac{r^2}{a^2 - r^2} \eta$$

and the error function is defined by

$$\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty \frac{e^{-y^2}}{\varepsilon} dy$$

Here ε represents the base of the natural logarithms.

When η and a/r are very large compared to unity Equation 7 may be replaced by the approximate form:

$$i = \frac{2AI}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{Ve}{kT} + 1} \quad (8)$$

Thus if we use a wire of small diameter as a collector and plot the square of the ion current against the collector voltage we should obtain a straight line whose slope we may represent by S . We note that this determination of

⁽¹⁾ MOTT-SMITH and LANGMUIR - « Phys. », 28, 738, 1926

S does not require that we know the true potential of the ionized gas.

By combining Equations 1 2 and 8 we can eliminate the temperature and obtain the following expression for n the number of carriers (ions or electrons) per cm.³

$$n = \frac{\pi}{\sqrt{2e/m}} \frac{\sqrt{S}}{Ae} = 3.32 \times 10^{11} \frac{\sqrt{S}}{A} \sqrt{\frac{m}{m_e}} \quad (9)$$

The intercept of the i^2 plot on the voltage axis occurs at a potential of $-kT/e$ or $-T/11600$ volts. The collector voltage is usually measured from any convenient but arbitrary zero point. If we add $T/11,600$ volts to the observed potential at the intercept of the i^2 plot, we thus obtain the true potential of the ionized gas, a quantity which, as we shall see, has usually been difficult if not impossible to measure accurately.

Another method of calculating n_e or n_p from experimental data is based on the equation:

$$n = \sqrt{\frac{2\pi m}{kT}} \cdot \frac{I}{e} = 4.03 \times 10^{13} \frac{I}{\sqrt{T}} \sqrt{\frac{m}{m_e}} \quad (10)$$

which is derived from Equations 1 and 2. The current density I can be measured by experiments with either plane collectors or cylinders of such large diameter that the collected currents are not limited by orbital motions of the carriers.

In our theory of collectors we have, so far, dealt only with the case where the collector exerts an accelerating field on the carriers. When considering a negatively charged collector we assumed that the field was strong enough to prevent any appreciable number of electrons from reaching the collector. Let us now consider the flow of electrons to a negatively charged collector which is able to repel only the electrons which are moving towards it that low velocities. In this case of a retarding field we can calculate the current to a collector of any shape (excluding those with concave surfaces) by the equation

$$i = AI_e \varepsilon^{\frac{V_e/kT}{e}} \quad (11)$$

This can be derived directly from the Boltzmann equation, since the effect of a retarding potential is to lower the concentration of electrons, without changing the velocity distribution. It should be noted that the current will vary with voltage according to Equation 11 only if the distribution of the electron velocities is of the Maxwellian type.

Experiments with plane, cylindrical and spherical collectors, in uniformly ionized gases at low pressures, show that, with retarding potentials, the logarithm of the electron current varies linearly with the collector potential over a range of currents that may vary in a ratio as great as 1:100,000. This proves a Maxwellian velocity distribution. The slope of the semi-logarithmic plot which is e/kT_e or $11,600/T_e$, gives a means of calculating the electron temperature. The values found in this way are independent of the size or shape of the collector.

The laws that govern the relation between the collector currents and the voltage are entirely different according as the field is accelerating or retarding. Thus, with a collector of any shape, the semi-logarithmic plot of current against voltage is straight only for retarding fields. A kink or sudden change in slope occurs when the collector is at the space potential. This second method of measuring the potential of an ionized gas is very convenient and gives results usually accurate within one or two volts. These values agree in general with those obtained by the first method, i. e., by means of the intercept of the plot of the square of the current.

These two methods of measuring space potentials have been checked by a third method which, although less convenient than the other two, has the advantage that it is applicable even when the electron velocity distribution is non-Maxwellian. This method depends on the use of a collector in the form of a filament which can be heated. If the filament is positive with respect to the surrounding gas the current flowing to or from it will not depend on its

temperature, but if it is at a negative potential electrons will escape from it when it is heated to a sufficiently high temperature. In practice the volt-ampere characteristic of the collector is determined at two temperatures: one being such that very few electrons can be emitted while the other is a temperature which causes an emission comparable with the electron or ion currents that flow from the ionized gas. The space potential is then the potential at which the two curves separate from one another. By having the two temperatures fairly close together the disturbing effects due to variations in the voltage drop along the filament are largely avoided.

Some rather unexpected phenomena have been revealed by these methods of measuring the true potentials in ionized gases. It is found that the potential gradient in the Faraday dark space is often reversed and that, with anodes of large area, the anode drop is usually negative. Careful study has shown that the most important factor governing these phenomena is the ratio of the random current to the drift current I_e/I_x .

Let us consider a case where I_e , the random electron current density is 3 amperes per cm.² and the drift current density is 1 ampere per cm.². Then across a plane perpendicular to the axis of the tube a current of electrons of 3.5 amperes-cm.² passes towards the anode and a current 2.5 amps.-cm.² passes back in the opposite direction. If a plane anode fills the whole cross-section of the tube it can receive only the drift current of one ampere per cm.². It must, therefore, be sufficiently negatively charged (negative anode drop) to repel 5/7 of the electrons that move towards it. If, however, the anode has a surface only 2/7 of that of the tube cross-section it will automatically receive the proper number of electrons to furnish the drift current, so there will be no anode drop. If the anode has an area less than this, a positive anode drop will develop, and then the outer surface of the resulting electron sheath becomes the effective collecting area. The anode voltage will have

to rise until this effective sheath area becomes $2/7$ of the tube cross-section. With anodes of small size compared to the tube diameter or where, for any other reason I_e/I_x is small near the anode, the anode drop will increase until such strong ionization occurs that the anode sheath breaks down. A ball or sharply defined region of intense glow thus appears on the anode in which the conductivity is high. The outer surface of this glow then becomes the effective collecting area and in the case considered, this area will be equal to $2/7$ of the tube cross-section.

Similar phenomena occur at any place where there is a sudden change in tube diameter. In a constricted part of the tube the values of I_e and I_x are much greater than in a part of large diameter. Thus, on the cathode side of a constriction a sharply defined glow develops whose boundary becomes the effective collecting area for the electrons needed for the drift current. On the anode side of the constriction the diffusion of the electrons causes a reversed potential gradient and produces a Faraday dark space, a region in which I_e/I_x is abnormally large. At some distance toward the anode, when this ratio has fallen to its normal value, the positive column begins again.

The present view point also serves to explain the phenomena of the cathode spot of the mercury arc. The current density of several thousand amperes per cm^2 , a considerable fraction of which is carried by positive ions, corresponds according to the space charge equation to a sheath thickness of about 10^{-6} and to a potential gradient of millions of volts per cm. This intense field, concentrated at minute points, where the mercury is attracted up from the surface by the electrostatic force, is sufficient to pull electrons out of the cold mercury, whose temperature cannot exceed 600 or 700°K . These electrons, at the high pressures of mercury vapor (over one atmosphere) at the cathode spot, have a free path of the same order of magnitude as the sheath thickness and thus produce the necessary intense ionization close to the surface. To start the arc, a high potential gra-

dient and high current density are needed. It is readily seen why the formation of the cathode spot is a discontinuous process and why such cathodes cannot be maintained with currents less than about one ampere. This theory also explains the main features of the arcing-back phenomena which may occur in mercury arc rectifiers at high voltages if drops of mercury come in contact with a negatively charged iron « anode » or if certain gases containing oxygen are present in the device. In the latter case, a semi-insulating film of oxide is formed on the anode surface which becomes charged by positive ions from the ionized vapor and the breakdown of this film, acting as a charged condenser, gives the high potential gradient and locally high current density necessary to start the cathode spot.

We have seen that the electron current density I_p is much greater than the positive ion current density I_a . With mercury vapor arcs this ratio averages 400:1. The walls of the tube and any insulated or floating plane electrode will, therefore, become negatively charged to such a potential that 399/400 of the incident electrons are repelled. From Equation 11 or the Boltzmann equation we can calculate that this potential will be $(T_e/11600) \log_e 400$ or $T_e/2200$ volts. Since the electron temperatures range from $3,000^\circ$ to values as high as $80,000^\circ$ it will be seen that floating electrodes and the tube walls may have negative potentials from 15 to nearly 40 volts. Cylindrical electrodes of different diameters acquire different potentials and these vary with the intensity of the ionization. It is easily understood that ordinary sounding electrodes are wholly unreliable as a means of determining true space potentials.

As a result of the negative charge on the walls, the electrons in the discharge are specularly reflected in the sheath on the walls while the ions are drained out of the discharge as fast as they can move to the walls. The energy carried to the walls this way and liberated by the recombination of the ions with electrons is a considerable fraction of the energy of the discharge and explains the variation of poten-

tial gradient with tube diameter. The fact that the ions deliver greater momentum to the walls than do the electrons explains the pressure effect by which the gas pressure near the anode is slightly greater than that near the cathode.

A characteristic feature of the foregoing theory of gaseous discharges is the hypothesis, well supported by experiments, that there are present, in general, relatively large random currents of electrons and ions which move with velocities corresponding to Maxwell's distribution law. It thus becomes of interest to inquire what is the cause or mechanism which brings about this Maxwellian distribution.

Since the electron temperature T_e is independent of the current in the discharge, it is obvious that the electrons cannot be in thermal equilibrium with the gas molecules. As a matter of fact, impact of the electrons on the atoms in a low pressure mercury vapor arc can raise the temperature of the atoms only a few degrees above the temperature of the walls.

Let us consider, for example, a 4-ampere mercury arc in a tube 3-cm. in diameter, containing mercury vapor at a pressure of 1 barye (saturated at 16° C.). The electron temperature which is about 30,000°, corresponds to an average electron energy of 3.9 volts. Of course, this energy is primarily derived from the potential gradient in the tube which is 0.24 volts per cm. An electron could acquire the average energy by moving 16 cm. along the axis of the tube. Since several independent direct methods prove that the mean free path of electrons in mercury vapor of this pressure is about 30 cm., there is no difficulty in accounting for the *average* electron velocity. However, measurements with collectors show that there are present, in the arc, electrons of 20 and even 25 volt velocity in the proper concentration for the Maxwellian distribution. With still lower pressures of mercury vapor electrons of even 40 volt velocity can be detected. These electron velocities are far higher than would be acquired if the electrons fell through the whole

potential gradient from the cathode to the space near the collector. In other words, it is found that electrons will flow from the arc to a collector which is at a potential considerably more negative than that of the cathode of the arc. How do the electrons get such high velocities?

The existence of the Maxwellian velocity distribution seems particularly remarkable when one considers that the walls of the tube are continually tending to disturb the Maxwellian distribution by the selective removal of the group of electrons having the highest velocities. In the example we have chosen, the glass walls are at a potential 14 volts negative with respect to the adjacent ionized gas. Electrons which have energy components normal to the surface greater than 14 volts can penetrate through the sheath and reach the glass where they combine with the positive ions that flow to the walls. Lower velocity electrons are elastically reflected back into the arc by the field in the sheath.

Consider a collector made to conform to the inner surface of the glass tube. Since the tube diameter is only about one tenth of the free path, we know that about ninety per cent of the electrons that can reach the collector have been elastically reflected from the sheath on the opposite glass wall of the tube since they last collided with gas molecules. The semilogarithmic current-voltage plot obtained with such a collector, however, shows no trace of any break at a voltage corresponding to the potential of the opposing wall. This proves that the Maxwellian distribution which was destroyed at the opposite wall, re-established itself while the electrons moved only 3 cms. Experiments have been made with mercury arc tubes having movable collectors which can be brought to any desired distance from metallic surfaces maintained at known potentials and these experiments have shown that the Maxwellian distribution is re-established within a distance of considerably less than a centimetre. But when the arc current, instead, of being of the order of amperes is reduced to a few milli-amperes, the expected

kink in the semi-logarithmic plot does occur at a potential corresponding to that of the opposite electrode. Thus the mechanism which brings about the Maxwellian distribution fails at very low current densities.

Knowing the concentration of electrons and their temperature we should be able to calculate the potential gradient for a given current density by means of Langevin's equation for the mobility of electrons, if we know the electron free-path. Or conversely, from the observed potential gradient we can calculate the free-path. The free-paths found in this way for electrons in the mercury arc are altogether too small; they are only about $1/10$ of that obtained by other methods.

Thus, we have two lines of evidence that indicate that the electrons in an arc suffer many changes in momentum during the time intervals between successive collisions with atoms, ions, or electrons.

To study this phenomena in more detail a very large number of special experiments have been made during the last three years. The general method has been to produce in an ionized gas a beam of electrons of originally uniform velocity and to measure the velocity distribution of the electrons in this beam after it has travelled a definite distance through the gas.

To produce the electron beam a heated straight cylindrical tungsten wire or filament, which we shall refer to as the cathode, is maintained at a given negative potential (-30 to -100 with respect to the space) in a uniformly ionized gas at low pressure. The filament becomes surrounded by a coaxial cylindrical positive ion sheath of small diameter in which the electrons emitted by the filament are accelerated. Beyond the sheath the electrons move through the relatively field-free gas in strictly radial directions from the filament and with uniform velocity, until they collide with gas molecules or are acted on by the forces which cause the changes in momentum that we wish to study.

The distribution of the velocities of the electrons in the

beam is determined by placing in the beam a collector whose surface is perpendicular to the paths of the undeflected electrons in the beam, or one on which these electrons impinge at a known angle of incidence. For this purpose in some cases a large metallic cylinder coaxial with the filament has been employed as collector, in other cases a small disk-shaped collector (covered with mica on its back) has been placed at some distance from the filament with its plane perpendicular to the electron paths. In many experiments the disk has been provided with a guard ring to eliminate edge effects.

That the volt-ampere characteristic curves obtained with these collectors yield an accurate determination of the velocity distribution of the electrons is conclusively proved by experiments in which the cathode emits electron currents of 5 milli-amperes or less. With the collector at potentials more than one or two volts below that of the cathode only positive ions are collected; these currents are practically independent of the collector voltage. When the collector is slightly more positive than the cathode all of the electrons in the beam which reach the sheath on the collector and which have neither lost energy nor been deflected from their original paths by collisions, are able to reach the collector in spite of the retarding field in the sheath that covers it. Any electron whose radial velocity component has been decreased, as for example by an *elastic* collision which partly changes the radial into a transverse velocity, can only be collected if the collector potential is raised above the cathode potential by a voltage corresponding to the decrease in radial energy. The abrupt break in the current voltage curve at the cathode potential gives a quantitative measure of the number of electrons that reach the collector without having made even elastic collisions. It is found that this number varies with pressure and with the distance between cathode and collector as it should, according to theory, and it affords an accurate determination of the free paths of the electrons in the gas. An

analysis of the collector characteristic curve at higher potentials furnishes quantitative data on the number of electrons that make elastic collisions and those that lose a definite energy corresponding to a resonance potential. It proves also that electrons of 50 to 200 volts which make elastic and resonance collisions are deflected through average angles of not over 30° and that practically none are turned through angles as large as 90° .

If the collector is inclined to the path of the undeflected electrons the potential at which the break occurs is raised by an amount corresponding to the energy component in a direction parallel to the collector surface. Thus 50 volt electrons are able to penetrate only through a 25 volt sheath if their angle of incidence is 45° . Under these conditions, however, the sharpness of the break furnishes an extremely sensitive method for determining transverse velocity components, such as may be produced by elastic collisions. Even the small transverse components due to the thermal energies of the emitted electrons can be measured in this way and are found to agree well with those calculated.

All these observations prove the usefulness and the reliability of this simple type of collector for measuring electron velocity distributions.

When the temperature of the cathode is raised so that 10 to 100 milliamperes are emitted, an entirely new phenomenon becomes apparent, which is not observed with the lower current densities of the experiments we have been discussing. The break in the current-voltage curve, when the collector is near the cathode potential, is now no longer abrupt but extends over a range of many volts. Analysis of the curves shows that the electrons of the group which have not made even elastic collisions, are no longer of homogeneous velocity, but show a distribution about a mean value. There is no definite upper limit to the velocities of the electrons. In general, the observed curves agree fairly well with the distribution that one would have if one gave to the electrons in a beam, a thermal energy, so

that to an observer moving along with the beam the electrons would seem to move in random directions with a Maxwellian distribution of velocities corresponding to a temperature T .

The magnitude of this effect is strikingly large. For example, with a cathode emitting 5 milliamperes of 50 volt electrons, the break in the curve extends over a range of not over one volt, if the voltage drop along the filament due to the heating current is eliminated, by using a rotating commutator, the measurements being made only in the time intervals between successive pulses of the intermittent heating current. But with 30 or 40 milliamperes of emission the break in the electron current curve extends over a range of about 80 to 100 volts. Quite measurable electron currents are observed to flow to the collector against a retarding field of 90 volts. Thus many electrons which left the cathode sheath with a 50 volt energy reach the collector, after travelling about 6 cms. through the ionized gas, with an energy of 90 volts. A greater number of electrons, however, have suffered a corresponding decrease in energy.

The phenomenon which causes the observed spread in the longitudinal (or radial) velocities of the electrons in the beam always causes a loss of energy of the beam as a whole. The electrons which lose energy, however, are hard to detect or measure by our method, for they are masked by the electrons which have lost longitudinal energy in other ways, as by collisions. But the electrons which have gained energy are collected at voltages at which no other electrons can be collected, so that they furnish the most reliable measure of the effect.

It should be noted that our method of using collectors gives an extremely sensitive indication of the presence of any thermal energy which may have been superposed on a beam of electrons. This is due to the fact that the energy of the electrons varies with the square of their velocity. For example, suppose we have a beam of 49 volt electrons and we give to them a temperature of 23,200° corresponding

to a thermal energy of 3 volts, which means a thermal energy component in the longitudinal direction of 1 volt. An electron which has the average thermal energy of agitation in a forward direction will have a total energy corresponding to 64 volts, i. e., the square of $(\sqrt{49} + \sqrt{1})$, whereas if the direction of agitation is backwards the energy will be 36 volts. Thus something like one quarter of the electrons will have 14 volts excess energy so that only half the electrons are collected between 36 to 64 volts; a range of 28 volts. Thus, to give a temperature agitation to electrons in a beam is very different from giving electrons a temperature agitation and then accelerating them to form a beam. In this latter case, the range of voltage within which they could be collected would be the same as if they had not been accelerated.

The mathematical relation between the collector current and the voltage has been derived for the case of an electron beam having a Maxwellian distribution superposed on it. By plotting the observed currents on a special kind of coordinate paper (probability paper), using the voltage as abscissa, the observed points give a practically linear plot whose slope is equal to $1/(2V_1 V_t)$ where V_1 is the voltage corresponding to the beam velocity and V_t (which is equal to $T/11,600$) is the voltage corresponding to kT , T being the superposed temperature.

The sensitiveness of this method is such that electron temperatures as low as 500° superposed on a beam of 50 volt electrons, can be measured. The highest electron temperatures that I have observed are about $80,000^\circ$

It has already been pointed out that the spread in the velocity distribution does not occur with primary electron currents of only a few milliamperes. As the emission is raised the spread, as measured by the electron temperature, increases rapidly about in proportion to the square or the cube of the primary current. The following is a typical set of data obtained with various cathode currents in a bulb 12 cm. in diameter containing mercury vapor satu-

rated at 0° C. (0.23 barye). The collector was 4 cms. from the cathode whose emitting area was 1.1 cm. long.

Milliamperes	3	5	10	15	20	30
Temperature:	300 ±	500	1400	4600	7300	20400.

At much higher pressures of mercury vapor, such as 8 baryes, currents 5-10 times larger were needed to give the same electron temperature, but when the current was raised until the temperature had begun to increase, the increase occurred more rapidly, with about the cube or even fourth power of the current. At a pressure of about 0.6 barye (saturated vapor at 10° C.) less current seemed necessary to obtain a given temperature than at any other pressure.

The electron temperatures, however, do not continue to increase indefinitely with increase in primary current, but they approach a definite limiting value which ranges from about 20,000° to 80,000° in different tubes but does not seem to depend on the pressure of the mercury vapor, nor on the velocity of the beam of electrons.

In some experiments the distance of the collector from the cathode could be varied. With an emission of 20 milliamperes from a cathode 1 cm. long, the electron temperatures at first increased roughly in proportion to the distance but finally reached a limiting value. DITMER (A. F. DITMER, *Phys. Rev.*, 28, 507, 1926) has studied this variation with distance and with current densities.

A magnetic field, parallel to the path of the electron beam which strikes the collector, and of such intensity that the radius of curvature of the electron paths is small compared to the distance from cathode to collector, has a marked effect of increasing the current density of the primary electrons in the beam. It is found that, with such a field, a given electron temperature is obtained with primary currents which may be only 1/10 of those needed without the field. The following data will serve as an illustration of this effect. The cathode consisted of two straight tungsten

filaments, each 1.1 cm. long and 0.025 cm. in diameter, placed parallel to one another at a distance of 0.2 cm. The heating current traversed these filaments in opposite directions so as to avoid largely the magnetic field of the filaments. The collector was a disk 1.5 cm. in diameter placed 2.6 cm. from the cathode, and its plane was parallel to the plane of the double cathode. The bulb was about 12 cm. in diameter. The collector characteristics showed electron temperatures of about $2,000^\circ$ when each filament emitted 10 milliamperes, rising to about $10,000^\circ$ with 20 milliamperes.

A longitudinal magnetic field of only 10 gauss approximately doubled the temperatures at the higher currents and it gave a temperature of $2,000^\circ$ with an emission of only 5 milliamperes per filament. A magnetic field of about 40 gauss produced nearly as great an effect as one of 120, and gave temperatures of $10,000^\circ$ with an emission of 2 milliamperes per filament which increased to $20,000^\circ$ with 5 milliamperes, while with higher emission, the temperature rapidly approached the limiting value of about $60,000^\circ$: about the same limit as that obtained without the magnetic field by going to much higher cathode emissions.

Numerous sets of experiments have been made to determine whether the production of the electron temperature in a beam depends on the intensity of ionization of the gas or depends on some more direct effect of the primary electrons. For this purpose two sources of ionization have been used in the same bulb. In one case currents of 0.2 and 0.5 ampere were passed through the bulb from a mercury cathode, (without changing the mercury vapor pressure). This increased the ionization (measured by the random ion current I_p) several fold but produced no appreciable change (actually a slight decrease was observed) in the electron temperatures in the beam from the hot cathode.

In other cases two hot cathodes were used, each having an opposing collector. If these cathodes were more than about one centimetre apart it was found that electrons emitted from one produced very little effect on the tempe-

ratures of the electrons from the other. The intensity of ionization, however, was uniform throughout the bulb and was proportional to the sum of the electron currents from the two cathodes. It was thus possible to have two beams traversing the same bulb and even intersecting one another, one of which would show a high electron temperature while the other showed no appreciable temperature.

This proves conclusively that the electron temperatures are not caused by the mere presence of free electrons or ions in the path of the beam. The excited atoms and the radiation which fill the bulb are also excluded as causes.

If, however, the two cathodes are brought within less than 0.5 cm. (preferably about 0.2 cm.) they function largely as a single cathode. Thus, with the cathodes close together, if each emits 10 milliamperes, the electron temperatures are nearly as great as if one alone emitted 20 milliamperes; but with the cathodes separated one cm. or more, the temperature is the same when each emits 10 milliamperes as when one only emits this current. This proves that the production of the temperature does not take place in the sheath on the cathode, but occurs at distance of several centimetres, and that the mechanism which produces the temperature is largely confined to the region actually traversed by the primary electrons. The results seem to show also that one beam of primary electrons influences another intersecting one most strongly if the two beams have approximately the same direction.

Some particularly interesting data have been obtained by having two adjacent cathodes (0.3 cm. apart), at different potentials, opposite a single collector. Thus two nearly coincident beams of different velocities are produced. The collector characteristics permit the two groups of electrons to be distinguished readily. For example, a 20 milliampere beam of 70 volt electrons was emitted by one cathode while the other, if desired, emitted 20 milliamperes of 20 or 30 volt electrons. Such experiments have shown uniformly that the presence of the lower velocity beam *decreases* the

temperature of the higher velocity beam, while the presence of the high velocity beam *increases* very greatly the temperature of the low velocity group. If the velocity of the low velocity beam is increased its effect in lowering the temperature of the other beam becomes less until finally when the two beams become of more nearly equal velocity, the effect reverses, and the temperature of each beam is then increased by the presence of the other. This result seems to indicate that the mechanism which causes the temperature rise acts more readily on 20-40 volt electrons than on 70 volt electrons and that by so acting, its power becomes somewhat exhausted so that it cannot act as well on the 70 volt electrons. However, the presence of very low velocity electrons of random directions produced abundantly by the action of a distant beam of high velocity electrons apparently does not exhaust the mechanism to the same extent.

In reviewing the data obtained with the many tubes involved in the experiments which have been outlined, it was observed that in some tubes the electron temperatures were in general higher than in others under rather similar conditions. The presence of glass surfaces near the cathode or near the electron beam seemed to decrease the temperatures or rather made it necessary to employ higher electron currents to obtain the same temperature. Several special experiments were, therefore, undertaken in which large surfaces in the tube could be moved into the proximity of the beam. Metallic surfaces were used so that their potential could be controlled.

In one experiment a close pair of vertical short tungsten filaments served as a cathode which projected a horizontal disk-shaped beam of electrons. The collector axis was horizontal and perpendicular to the plane of the double cathode. A large movable circular disk (5 cm. diameter) was mounted in the tube so that it could be moved along its axis, which was made horizontal and perpendicular to the collector axis. Thus the disk could be moved back until its surface was nearly flush with the bulb surface, or

it would be moved forward into the center of the tube where its surface was close to and parallel to the path of the beam of electrons that passed from cathode to collector. With a total emission of 20 milliamperes of 50 volt electrons from the cathode the electron temperature in mercury vapor at 1.6 barye was 48,000°, which remained constant as the collector was brought within 1.5 cm. of the collector axis. But when this distance was made 1.0 cm. the temperature fell to 38,000° and decreased to 25,000° when the distance was 0.7 cm. The disk was maintained at -90 volts with respect to the space, so it should have reflected all electrons which approached it, and thus must have increased slightly the concentration of the primary electrons along the path of the beam. This experiment has proved that a surface can exert a cooling effect on an electron beam which may extend to a distance of about a centimetre from the surface, or perhaps it should rather be said that the surface tends to prevent a temperature rise in an electron beam which lies within one centimetre of it.

In another experiment a movable molybdenum cylinder about 2 cm. in diameter was mounted coaxially with the circular collector (1.8 cm. diameter) so that, when desired, the cylinder could be moved forward to enclose the whole space between the collector and the cathode. The anode was placed back of the cathode in such a position that it also could be covered by the cylinder. Thus the volume of the discharge could be changed at will from that of a bulb 12 cm. in diameter to that of a cylinder 2 cm. in diameter and 6 cm. long. The positions of the collector and cathode, which were 3 cm. apart, were not altered.

With the cylinder at any large negative potential sufficient to cause the reflection of the primary electrons it was found that the position of the cylinder had little effect on the electron temperatures. When the cylinder encloses the electron beam two compensating effects are produced: the presence of the surface tends to decrease the temperature, but the reflection of the electrons from the cylinder

increases the density of the electrons beam and thus tends to increase the temperature.

When the potential of the cylinder was raised nearly to that of the ionized gas by connecting the cylinder to the anode the reflection of the primaries was prevented. Under these conditions the experiments showed that the temperature increase of the electrons was practically entirely suppressed. Thus, in mercury vapor at 1.6 baryes, with an emission of 20 milliamperes from the cathode an electron temperature of 20,000° was found when the cylinder was drawn back of the collector, but when the cylinder enclosed the electron beam no appreciable temperature rise was detected ($T < 300^\circ$) with the same emission. At higher pressures the effect of the cylinder was not so great. With a longitudinal magnetic field of 40 gauss or more neither the position nor the potential of the cylinder had any appreciable effect on the temperature of the electrons, even when the cathode current was lowered to a point where the temperature was far less than the limiting value. Since the magnetic field should have prevented the primary electrons from reaching the cylinder, this unexpected negative result seems to be difficult to reconcile with the very marked effect produced by the positively charged cylinder in the absence of the field. Perhaps one must assume that the distance to which the cooling effect of a surface extends is decreased by a magnetic field parallel to the surface.

In all the experiments on the temperatures of electron beams which have been described, the collector surface has been perpendicular to the beam. The spread in voltage over which the primary electrons are collected gives the distribution of longitudinal velocities of the electrons and the temperature calculated from these is strictly speaking a «longitudinal temperature». The question arises whether the electrons have also a random distribution of transverse velocity components, corresponding to a «transverse temperature» and whether these two temperatures are equal. Some experiments have, therefore, recently been made with a

guard-ring collector which could be rotated about an axis perpendicular to that of the electron beam. An analysis of the collector characteristics obtained at each of several angles of incidence gave a constant value, for the transverse temperature, about double the longitudinal temperature.

Most of the experiments on electron temperature have been carried out with mercury vapor, but enough have been made with other gases (hydrogen, nitrogen, and argon) to indicate that the effect is characteristic of low pressure discharges in general. With each gas the effect increases rapidly with the primary electron current density and a limiting temperature is reached. Hydrogen at 30 baryes and argon at 15 baryes were compared with mercury vapor at 2 baryes, these pressures being chosen to give roughly the most striking effects. The limiting electron temperatures were about $15,000^\circ$ for hydrogen, $30,000^\circ$ for argon and $60,000^\circ$ for mercury. The primary electron currents needed to get a given fraction of the limiting temperature were roughly in the ratio 4:2:1 for the three gases. Pressures of hydrogen up to 2 or 3 baryes, mixed with mercury vapor at 2 baryes, give practically the same electron temperatures as mercury vapor alone. This experiments was made to test the hypothesis that excited atoms of mercury might be responsible for the electron temperature rise; the hydrogen would presumably decrease the number of such mercury atoms.

I have attempted to outline, with as little theory as possible, the results of the experiments that we have made to determine the factors which govern the observed production of random motions in a beam of electrons. This phenomenon is, undoubtedly, the cause which brings about the Maxwellian velocity distribution among the electrons in arcs and which seems typical of all electric discharges having reasonably high current densities. The observed production of electron temperatures in beams is a degradation of directed motion to random motion, which would ultimately lead to a single group of electrons having Maxwellian distribution.

We may now enquire what is the mechanism underlying these phenomena? If the electrons in a beam should receive numerous impulses in random directions, the observed type of velocity distribution would result. Collisions with atoms or with other electrons would not produce impulses with random directions, since forward impulses would then be practically absent.

As Ditmer has pointed out, there seem to be three possible types of explanation that might account for the observed collector characteristics. First, there may be present in the circuits oscillations so that the collector is at a positive potential with respect to the cathode part of the time, although its average potential, observed in the experiments, may be negative. In this case the presence of electrons having velocities greater than that of the original beam is apparent only. Second, the scattering of the electron velocities may be due to potential fluctuations in the space between the electrodes, these fluctuations having an average period comparable with or less than the time of passage of the electron. Third, there may be some unknown mechanism which delivers to individual electrons, or small group of electrons, impulses in nearly random directions. Collisions of the second kind, with excited atoms, or collisions with radiation quanta (a kind of exaggerated Compton effect), are conceivable, although not probable, mechanisms of this type.

Penning believes (F. M. PENNING, *Nature*, 1926) in the first explanation, Ditmer favors the second, while the present writer favors the third. Let us compare the evidence for each of these hypotheses.

Penning detected oscillations with a crystal detector and measured definite frequencies by a Lecher system ($\lambda = 70$ to 100 cm.) and found that these oscillations appeared, as the primary current was raised, at just the point at which the electron scattering occurred. Ditmer and the writer, on the other hand, have tried to detect such oscillations, by crystal detectors, by electron tubes and by using

Lecher systems and have not been able to detect such oscillations under the conditions of our experiments on electron scattering. The collector currents are never influenced in the slightest degree by large or small inductances or capacitances placed in any part of the circuit. To account for electrons with an excess energy of 40 volts (often observed) it would be necessary to have the electrodes fluctuate in potential by at least 40 volts, but fluctuations of one volt could easily have been detected. Furthermore, oscillations of definite frequency and amplitude would give a definite upper limit to the observed electron energies whereas there was never any such limit, the distribution being of the Maxwellian type. Very positive evidence against the first hypothesis is furnished by experiments in which there are two electron beams in the same tube. Two collectors placed at different distances from a single cathode give entirely different electron temperatures although the two collectors were electrically connected together and the currents to the two collectors were read simultaneously. Or again, two adjacent cathodes may be used with a single collector. With beams of different velocities the temperatures of the two beams may be extremely different. With a collector provided with a guard-ring the electron temperatures determined from the currents to the central part of the collector and from those to the ring are the same although the character of very high frequency oscillations would probably be very different with the two electrodes.

Ditmer has not given any very definite evidence in support of the second hypothesis and was not able to detect fluctuations of the space potential. The writer, from direct measurements of the peak value of the space potential, believes he can state definitely that fluctuations as great as 0.2 volt do not occur. Three methods of measuring space potentials have been described. The two methods which involve cold collectors should give approximately the average space potential, but the shape of the collector characteristic should be altered by the presence of oscillations.

But when the primary electron current is increased until high electron temperatures are produced no change occurs in the shape of the current-voltage curves of collectors placed in the electron beam. The third method, which involves the use of the hot collector, gives a measure of the minimum value of the space potential at any point. Experimentally it is found that the space potential in the electron beam given by this method does not change as much as 0.2 volt when the primary electron current is increased until the limiting electron scattering occurs.

Simple calculation shows that very large average field strengths, of the order of several hundred of volts per cm., fluctuating with extreme rapidity, would be necessary on the second hypothesis to account for the observed scattering.

For these reasons we are apparently forced to abandon the first and second hypothesis and must conclude that scattering of the electron velocities is due to some unknown impulses which act on individual electrons in a region traversed by sufficient current densities of high speed electrons.

The fact that the electron temperatures approach a limiting value when the current, the distance, or the magnetic field is increased, seems to indicate that the mechanism by which the electrons acquire their thermal energy is reversible. Perhaps the electrons are in a kind of thermal equilibrium with the agent responsible for the effect ⁽¹⁾.

Mr. DEBYE: I would like to know if the average distance of the electrons in the beam is known?

Mr. LANGMUIR: With current densities sufficient to produce

⁽¹⁾ Other papers dealing with the subjects discussed here:

LANGMUIR - « Science » 58, 290, 1923; « General Electric Review » 26, 731, 1923; « Jour. Franklin Inst. » 196, 751, 1923; and MOTT-SMITH, « General Electric Review, 27, 449, 538, 616, 762, 810, 1924.

LANGMUIR - FOUND and DITMER, « Science », 60, 392, 1924.

» « Phys. Rev., 26, 585 1925.

TONKS, MOTT-SMITH, LANGMUIR - « Phys. Rev. » 28, 104, 1926.

the effect there are about 10^{10} electrons per cubic centimetre, so that they are about 0.001 cm. apart.

Mr. WOOD: I should like to ask Mr. Langmuir if he knew of the experimenters in Holland who declared to have found waves of 30 cm. length, while he spoke of a maximum wavelength of 50 cm.

Mr. LANGMUIR: I had read the paper in question, but in my own experiments I found no oscillations, using the same method for detecting the oscillation and also by using several new methods. I am sure that the phenomenon I had studied was not produced by oscillations.

FRANCK: Ich möchte es nicht für ganz unmöglich halten, dass diese sehr interessanten Beobachtungen doch durch Stösse II Art erklärt werden könnten. Ich denke dabei an die Prozesse, die als Umkehrung der Ionisationsprozesse durch Elektronenstoss bezeichnet werden müssen. Zu ihrem Auftreten sind Dreierstösse zwischen einem schnellen Elektron einem langsamen und einem Jon nötig. Das langsame Elektron vereinigt sich und die freiwerdende Energie wird dem schnellen Elektron übermittelt. Eine Möglichkeit hierfür sollte man in Analogie zum Gang der Ausbeute an ionisierenden Stössen als Funktion der Geschwindigkeit der stossenden Elektronen erwarten. Allerdings muss man hierzu annehmen dass für diese Prozesse sehr grosse Wirkungsquerschnitte in Frage kommen; das scheint aber insbesondere für kleine Energieübertragungen möglich.

Mr. LANGMUIR: I do not know the cause of the phenomenon in question, but I hope that suggestions such as that of Prof. Franck would help to arrive at an explanation. The following experimental observations have a bearing on the hypothesis of Prof. Franck. The intensity of ionization of the gas as a whole and thus the concentration of ions and excited atoms in the gas are not factors which cause the electron temperatures. If excited atoms cause the effect, they can only be atoms which have excitation energies comparable with the translational energies of the electrons in the beam. Is it probable that such excited atoms would have large effective radii with respect to electrons of 50-volt energy which pass by them?

On the interaction between radiation and electrons

by

A. H. Compton – Chicago

We may distinguish between the actions of radiation upon electrons in which the electrons are ejected from the matter traversed and those in which the electrons affected remain in the matter. In the first group are the photoelectric effect and the production of recoil electrons, or as we may call it, the recoil effect. The motions of these electrons after leaving the matter may be studied, and the information which such a study affords regarding the mode of action of the radiation is the chief subject of this paper. Included in the second group of actions is the production of excited atoms by the absorption of radiation, an action which is doubtless similar in character to the photoelectric effect, and such phenomena as the exciting of high frequency currents in conductors by electric waves, and the polarization of dielectric media when traversed by electric waves. It is not possible in phenomena of the latter type to observe the motions of the individual electrons, but our large scale measurements are consistent with the view that each electron in the medium is subject to the force per unit charge

$$F = E + (vH)/c, \quad (1)$$

given by Lorentz's force equation.

The number of recoil and photo-electrons. – The experiments indicate that when x-rays traverse different elements,

the number of recoil electrons ejected is proportional to the number of electrons traversed by the rays ⁽¹⁾, excepts that for soft x-rays a correction must be applied for the electrons which are bound too tightly in the atom to be ejected by the recoil process ⁽²⁾. This proportionality suggests strongly that the action is one in which the radiation and the electrons only are concerned, the positive part of the atom playing no essential part. That is, the recoil effect seems to be the action of radiation on electrons which are effectively *free*.

In support of this suggestion we may point out: 1) The recoil electrons have been identified with those which scatter x-rays ⁽³⁾, and according to the classical electron theory the scattering process is one in which we can consider the electrons alone, without taking into account the positive part of the atom. 2) It is found that the energy and momentum of the system photon plus electron are conserved, within a rather small experimental error ⁽⁴⁾, without taking into account any action on the positive part of the atom.

The photoelectric action of x-rays is, however, apparently an action between radiation and a pair of associated positive and negative charges. Experiments such as those of de Broglie with the magnetic spectrograph ⁽⁵⁾ show that the large majority of the photo-electrons ejected by x-rays come from the *K* energy level of the atom, supporting the view that it is these photo-electrons which have received the energy «truly absorbed» from the x-ray beam. Owen's observation ⁽⁶⁾ that the true absorption of x-rays per atom is proportional to the fourth power of the atomic number,

(1) A. H. COMPTON and A. W. SIMON - « Phys. Rev. », 25, 306, 1925.

(2) J. M. NUTTALL and E. J. WILLIAMS - « Manchester Memoirs », 70, 1, 1926.

(3) C. T. R. WILSON - « Proc. Roy. Soc. », A104, 1, 1923; A. H. COMPTON and J. C. HUBBARD - « Phys. Rev. », 23, 839, 1924.

(4) A. H. COMPTON and A. W. SIMON - « Phys. Rev. », 26, 289, 1925.

(5) M. DE BROGLIE - « Jour. de physique », 2, 265, 1921.

(6) E. A. OWEN - « Proc. Soc. Roy. », A94, 522, 1918.

and Moore's observation ⁽¹⁾ that the number of photo-electrons is likewise proportional to the fourth power, when interpreted in terms of Moseley's law, means that the probability that a photo-electron ejected from the *K* shell of an atom traversed by x-rays is approximately proportional to the square of the energy required to remove a *K* electron from the atom. That is to say, the photoelectric effect becomes a very improbable event for loosely bound electrons, and for free electrons should not occur at all.

This conclusion is confirmed by the fact that if a free electron takes all the energy of the photon which it absorbs it must acquire more momentum than that possessed by the photon, so that the energy and momentum of the system photon plus electron cannot both be conserved in the photoelectric process ⁽²⁾. The motion of the atomic core must also be considered to make conservation possible.

Short duration of the recoil and photoelectric actions. — Statistical studies of the motion of recoil and photo-electrons by the cloud expansion method have indicated that in both cases the forward momentum of the electron is on the average approximately equal to the momentum of the incident quantum. The predominant motion of the recoil electrons is forward, though the experiments support the theory in showing a transverse component resulting from the deflection of the motion of the scattered photon ⁽³⁾. For the photo-electrons the predominant motion is transverse, though, on the average, with a forwards component which is stronger for the shorter wavelengths as is indicated in the three curves of figure 1, representing data due to Auger ⁽⁴⁾.

If the experimental result is correct that the recoil and photo-electrons retain all the forward impulse imparted by the photon, it means that the impulse has been imparted in

⁽¹⁾ H. MOORE — « Proc. Roy. Soc. », *A91*, 337, 1915.

⁽²⁾ Cf. the writer's *X-Rays and Electrons*, p. 265, note 1.

⁽³⁾ A. H. COMPTON and A. W. SIMON — « Phys. Rev. », *25*, 306, 1925.

⁽⁴⁾ P. AUGER — « J. de phys. et rad. », *6*, 205, 1925.

a time short compared with the natural period of the electron in its parent atom. For if the duration were longer than this, most of the impulse would be transferred from the electron to the more massive parent atom. This means that the duration of the impulse due to the photon is also short compared with the period of the associated wave. Thus the

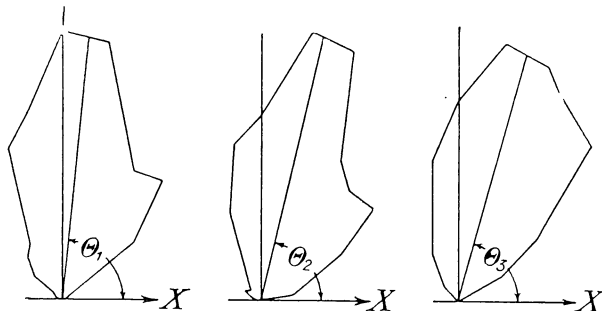


Fig. 1 — Longitudinal distribution of photo-electrons for x -rays of three different wave-lengths according to Auger. — A photo-electron ejected at the angle θ as a forward momentum equal to that of the incident photon.

action of the radiation on the electron cannot be an oscillatory one with the frequency of the wave associated with the photon. The experiments are on the other hand consistent with the view that both the recoil and the photo-electrons are ejected by sensibly instantaneous impulses from the photons. It is in fact difficult to imagine any other type of action which would not impart to the positive core of the atom some of the forward momentum of the photon.

Direction of the impulse imparted to recoil electrons. — We have noticed that the predominant motion of the recoil electrons is forward, that is, perpendicular to the electric vector of the incident wave. Recent experiments by Kirchner⁽¹⁾ have shown that even the transverse component of the motion of the recoil electrons is on the average greater

⁽¹⁾ P. KIRCHNER — « Ann. d. Physik. », 87, 1113, 1926.

in the direction of the magnetic than in that of the electric vector of the incident wave. These results are precisely what we should expect from an application of energy and momentum conservation to the system photon plus electron, if the distribution of the scattered photons is to be in approximate accord with Thomson's classical theory of the distribution of the scattered x-rays. Such a motion of the electrons is however in striking contrast with that predicted by Lorentz's force equation (1). Since the speed of these electrons is at all times small compared with that of light, this equation predicts a motion of the electron almost parallel (or antiparallel) with the electric vector of the x-ray wave, that is, in a direction perpendicular to the preferred motion of the recoil electrons as shown by the experiments.

Our attention is thus forcibly called to the fact that if the field of an electromagnetic wave acts on a free electron in the manner indicated by Lorentz's equation, the momentum of the system radiation plus electron is not in general conserved in the process. For if the Poynting vector expresses the momentum of the radiation, we find that this momentum is wholly in the direction of propagation of the electromagnetic wave, whereas the impulse imparted to an electron by the electric vector is according to equation (1) perpendicular to the direction of propagation. This means that the electron acquires a transverse momentum which is not balanced by any transverse momentum lost by the radiation. Thus if the momentum is to be conserved, this equation cannot represent the action of radiation on a free electron.

An experimental test of this points is not easy. In experiments with steady or slowly changing electric and magnetic fields, the applied fields are due to the presence of electrically charged or magnetized bodies, which receive the reaction from the force applied to any charge in the field. It is only with radiation fields that the test can be made, since only in this case can the electromagnetic field be considered separate from the charges which give rise to the field. Apparently the only example of the action of radiation on iso-

lated electrons that has been studied experimentally is the production of recoil electrons when x-rays are scattered. In this case, as we have seen, the impulse imparted to the electron by the radiation is in the direction required by the conservation of momentum, which is almost perpendicular to that suggested by the classical force equation.

Direction of the impulse imparted to photo-electrons. — When a radiation field acts upon a pair of positive and negative charges, there is no difficulty with the conservation of linear momentum, for the impulses imparted by the electric vector of the radiation to the positive and negative charges will presumably be equal and opposite. From the standpoint of momentum conservation, therefore, it would not be surprising if the greater part of the momentum of the photo-electron were transverse, as suggested by equation (1). We must consider also, however, the conservation of angular momentum.

If the photon acts instantaneously upon a photo-electron, as the experiments suggest, in order that it may impart to the atom all of its energy and at the same time its linear and angular momentum, there is only one definite direction in which the impulse may act. If the angular momentum of the photon is zero, it must not impart any angular momentum to the atom. That is, neglecting the effect of radiation pressure, the impulse imparted to the electron must be along the line joining the electron and the atomic core. If the photon possesses angular momentum, as may be the case with circularly polarized light, the impulse must be in the direction necessary to give this angular momentum to the dissociated atom and electron.

There is thus a single line in the atom on which an electron can lie where the photon can impart to it a photo-electric impulse along the electric vector of the associated wave, and still conserve the angular momentum of the system. If we were to suppose that the impulse must be exactly in the direction of the electric vector, this would mean that if

the electron were in any other position in the atom, the photon could not act upon it photoelectrically. A more plausible assumption would seem to be that the photon may act on the electron in any position in the atom, with an impulse in the direction demanded by the conservation of angular momentum, but that the probability that such action shall occur is greater the nearer its direction approaches the electric vector. This assumption would be consistent with the conservation of angular momentum for each individual event, and would be statistically in accord with the force equation.

The experimental evidence is in complete accord with the latter assumption. It is found that the impulse imparted to the photo-electrons is not always in the same direction, but may occur in a wide variety of directions. This is illustrated by Auger's experiments shown in figure 1. Except for the angle θ , which as we have seen is due to the radiation pressure or momentum of the photon, the most probable direction of emission is that of the electric vector; but many photo-electrons are also observed at other angles. The experiments of Bubb (1), summarized in Fig. 2, show in a similar manner how the directions of ejection are distributed when polarized x-rays are used. We see here clearly that though the probability is greatest for ejection in the plane of the electric vector, some electrons are ejected at all possible angles. In these experiments the polarization of the x-rays was not complete. A correction for the unpolarized x-rays reduces the probability of emission perpendicular to the electric vector approximately to zero. Even with this correction, however, photo-electrons are observed at all other angles. Both this

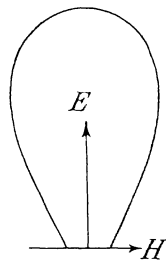


Fig. 2 — Lateral distribution of photoelectrons for incompletely polarized x-rays, according to Bubb.

(1) F. W. BUBB — «Phys. Rev.», 23, 137, 1924.

experiment of Bubb and that of Auger have been confirmed by a number of different investigators ⁽¹⁾.

Attempts have been made ⁽²⁾ to account for the variation in the direction of emission of the photo-electrons as due to the initial motions of the electrons in their orbits; but these have failed to account for the fact that the probability of emission in the different directions is practically the same for all atoms from which the electrons come, whereas the initial motions of the electrons may differ widely for electrons in the different atoms. There does not seem to be any way of accounting for this wide distribution of the directions of emission other than to suppose that the impulse applied to the electron by the radiation is variable in direction ⁽³⁾. That is, the impulse is not necessarily in the direction of the electric vector; this (neglecting the effect of radiation pressure) is only the most probable direction for the impulse to act.

In the treatment of photoelectric emission from the standpoint of wave mechanics, Wentzel ⁽⁴⁾ has concluded that the probability of photoelectric ejection at an angle α with the electric vector (neglecting radiation pressure) is proportional to $\cos^3 \alpha$. This is precisely the result to which Auger and Perrin ⁽⁵⁾ had been led empirically in order to account for Auger's experiments such as those shown in Fig. 1. The distribution of the directions of emission of the photo-electrons is thus of exactly the type which we should expect from considerations of conservation of angular momentum.

⁽¹⁾ W. BOTHE - « Zeits. f. Physik. », 26, 59, 1924; D. H. LOUGHRIDGE - « Phys. Rev. », 26, 697, 1925; F. KIRCHNER - « Zeits. f. Physik. », 27, 385, 1926.

⁽²⁾ F. W. BUBB - « Phil. Mag. » 49, 824, 1925; W. BOTHE - « Zeits. f. Physik. », 26, 74, 1924.

⁽³⁾ For a more detailed discussion of this point, see the writer's *X-Rays and Electrons*, p. 25, 1926.

⁽⁴⁾ G. WENTZEL - « Zeits. f. Physik. », 40, 574, 1926.

⁽⁵⁾ P. AUGER and F. PERRIN - « C. R. », 180, 1742, 1925.

In the case of the photo-electric effect with visible or ultra-violet light, the magnitude of the work function required to remove the photo-electrons from the metal suggests that we may be dealing with « conductivity » electrons associated with the whole mass of metal. If this is the case, there should be no difficulty with the conservation of the angular momentum of the system, and we might expect the photo-electrons to be ejected almost exactly in the direction of the electric vector. An experimental test of this point in the case of the selective photoelectric effect would be of great interest.

Both in the case of the action of x-rays on isolated electrons (recoil effect) and that of their action on a pair of positive and negative charges (photoelectric effect) we find evidence of radiation pressure, which means a force of the type indicated by the second term of Lorentz's force equation. We find, however, that for isolated electrons there is no evidence that there exists any force associated with the electric field of the x-rays wave. At least the favored direction of recoil is at right angles with the electric field. For an electron associated with a positively charged atom, the first term of equation (1) may be taken to represent the most probable direction in which the electric field will act on the electron. The direction of the photoelectric action in each individual case is however apparently determined by the requirements of the conservation of the angular momentum of the system.

MR. MILLIKAN: I wish to ask Mr. Compton if he is aware of the experiments of Mr. Watson, which he carried out in my laboratory, in which it was shown that the direction of ejection of electrons in the photoelectric effect was exactly the direction of electric intensity.

MR. COMPTON: I consider Mr. Watson's grounds for believing that the electrons are ejected along the direction of electric inten-

sity are inadequate, for reasons which it would take too long to summarise.

Mr. BRAGG: In some preliminary experiments performed in my laboratory by Williams an average forward momentum of the photo-electrons was found which was considerably greater than the momentum of the quantum. I ask Mr. Compton whether he has any proof of the accuracy of the experiments which he quotes.

Mr. COMPTON: The experiments of which Mr. Bragg has spoken are those of Auger in which the accuracy seemed to be within about 5%, but I have no experiments of my own.

Mr. RICHARDSON: I would suggest to Mr. Compton that perhaps it is not necessary that the ejection should take place on a line of centers. The rotation of the molecules might be compensated by a rotation of the plane of polarisation of the escaping light.

Mr. COMPTON: It might be so.

Mr. RUTHERFORD: I would ask Mr. Compton if it is possible that the diffusedness and the direction of the photo-electrons may be due to the initial motion of the electrons in the atoms before they are ejected.

Mr. COMPTON: Your suggestions have been supposed theoretically by Bubb and by Bothe but with results that do not agree satisfactorily with experiments.

The diffraction of short electromagnetic waves by a crystal.

by

W. L. Bragg - Manchester

It is now fifteen years since Professor v. Laue announced that he had obtained with Röntgen rays and a crystal diffraction effects of the type familiar in optics. There cannot be many cases in the history of Physics where the discovery of a new effect has had such far reaching consequences in so short a space of time. In this case it opened up new fields, both by making possible a precision of X-ray measurement which has told us so much about atomic dynamics, and by giving us a new means of viewing the structure of bodies on a scale many thousand times smaller than can be examined by optical methods. It is this latter field which has always interested me. My first scientific paper was inspired by Laue's discovery which had just then been announced, and I have ventured to head this communication with the same title as that of my first venture into the field of research. It was an attempt to deduce from the results which Laue had obtained some information about the arrangement of the atoms or molecules in the crystal of zincblende with which the diffraction effects were originally observed. I then extended these observations to crystals of rock-salt and potassium chloride, and by contrasting the types of Laue-photograph which were given by these simple crystalline structures I proposed a model for the arrangement of their atoms. At the same time,

my father designed an apparatus for examining by an ionization chamber the beams diffracted by a crystal, in order to test whether they agreed in all their properties with the Röntgen rays. In doing this, he discovered X-ray spectra, for he was able to show that the radiations from an anticathode consisted of certain highly monochromatic radiations superimposed upon a continuous range of wavelengths. These monochromatic radiations were at once identified by their absorption and other properties with the characteristic X-rays of Barkla, and my father made the first measurements of X-ray wave-length, a field which was soon afterwards to be developed so brilliantly by the researches of Moseley. My father's X-ray spectrometer proved immediately to be a very powerful means of investigating the cognate problem of crystal structure, and we worked together on this problem and published models showing the way atoms are arranged in a number of simple crystals.

In my communication, I wish to give a brief review of the art of crystal examination. The first structures which were analysed were of a very simple type, and it is indeed possible to show by a logical train of reasoning that the manner of arranging the atoms proposed for these structures is the only one which is capable of explaining the X-ray measurements. They are inevitably arrived at whatever means of analysis we employ. As in all scientific work, however, the living and growing part of the subject is one in which we cannot defend by logical reasoning every step which is taken. We are reaching out into the unknown, beyond the ground which has been consolidated. By means of suggestions derived from sources of all kinds, by analogy with simpler structures which have already been analysed, and by bold guesses, a physical-chemistry of the crystalline state is being developed. The process is very like that by which the organic chemists have developed structural formulae for their compounds, and by starting with the simpler types have extended their powers of analysis till

they now even begin to grasp in part the composition of some of the complex bodies which take part in life-processes. The majority of crystalline solids are very complicated in structure, and the science of their examination is still in its infancy. Our aim in studying the solids is similar to that of the organic chemist who studies the complex molecule, for by finding how these bodies are built up we hope to pass on to an understanding of their properties and so to a power to produce bodies with the properties we require.

2. – The analysis of a crystal by X-rays has often been compared to the study of minute bodies with a microscope. In the case of the microscope, it is necessary to illuminate the body with light shorter in wave-length than the structure which is being studied. This sets a limit to the resolving power of the microscope, since the waves scattered by two objects closer together than a wave length of light merge into a wave which cannot be distinguished from that scattered by a single body, and hence the two objects cannot be resolved. It is interesting to see how this question of resolving power arises in the analogous X-ray investigation of matter. The convenient X-ray wave lengths used to illuminate the solid lie in the range between 0.5 and 1.5 Ångström units. Since the atoms in solid bodies are an Ångström unit apart or more, a resolving power can be attained with X-rays which will separate them, though it is inconveniently near the critical limit. In other words, the atomic structure of solids is on a sufficiently gross scale for it to be possible to « see » it by means of X-rays. In the case of the microscope, the light scattered by the object is collected by the optical system and forms an image on the retina of the eye or on a photographic plate. In X-ray investigation, the direct formation of the image is impossible. The scattered beams must be recorded separately, and the form of the scattering body must be deduced by a process of analysis. Nevertheless, the fundamental principle of the two methods is the same, and it is justifiable to say that the atomic

structure of matter is being « seen » by illumination with X-rays.

The resolving power, as has been said above, is sufficient to separate atom from atom, and theoretically it should be possible to find the form of any complex aggregation of atoms. The limit of resolving power only begins to be a serious difficulty when we attempt to go a step further and analyse the form of the atom itself. All theories of atomic structure give approximately the same estimate of the atom's extension in space, and of the scale of its detailed structure. Now the whole extension in space is of the same order as the range of X-ray wavelengths generally used in experimental investigation, and the fine details of atomic structure are on a much smaller scale. X-ray measurements therefore can only give an approximate idea of the distribution of scattering matter in an atom, and it may be said that these atomic pictures are in agreement with the models arrived at either by the older form of quantum theory or by the newer mechanics. The uncertainties of the X-ray measurements are greater than the divergences between atomic models. In order to go more deeply into atomic structure, it will be necessary to develop a technique of « ultraviolet » X-ray analysis using radiation in the range 0.1 to 0.2 Å. No doubt this will be done, but it is much more difficult of use radiation of this short wave length than it is to employ radiation between 0.5 Å and 1.5 Å which can so easily be obtained in constant strength and shielded or limited by slit systems. The question of atomic structure will not be treated here, however, since I wish to confine my discussion to the analysis of atomic position, for which sufficient resolving power can easily be obtained.

Although there is so close an analogy between the X-ray and microscopic investigation, there are important differences. In the case of the microscope, light is scattered in all directions by a single small object. This light is collected

by the objective, and goes to form an image. Not only does light scattered over a complete range of direction form this image, but also the phase relationship between the beams scattered in different directions plays an essential part. In the X-ray case, sufficient energy is not scattered by a single group of atoms for it to be detected. It is necessary to combine the effects of a number of atomic groups, and of course these must be similarly oriented in order that they may all scatter the same amount in a given direction. This necessitates the use of a crystal when the regular orientation is present — it is only for this reason that a crystal is used as it would be much more simple to examine a single atomic group were it physically possible.

In examining a crystal, measurements are made of the beam scattered by a single small group of atoms, the unit of the crystalline structure. The regular repetition of this unit in the crystal gives rise to a diffraction effect which limits the measurements to certain definite directions imposed by the dimensions of the crystal cell, a troublesome limitation which hampers analysis. Further, the scattered beams have to be measured one at a time, and the phase relationship between beams scattered in different directions for a given incident wave is not a thing we can investigate. In fact, the scattered X-ray beams do not convey so much information about the body from which they originate as do the beams of light which are received by the microscope's objective.

The difficulties of analysis arise almost entirely from these limitations. The amount of radiation scattered by the crystal unit in any direction can easily be measured, but these measurements are insufficient by themselves to determine the structure uniquely. We cannot, except in a few very simple cases, substitute the observations in a formula which will lead directly to the form of the crystal — there are fewer equations than unknown quantities.

3. — The complexity of a crystalline structure may be conveniently measured by the number of parameters neces-

sary to fix the positions of its atoms. In the simplest cases, the atoms are fixed in position by the symmetry of the structure, being situated for instance at a centre of symmetry. Their positions may again be confined to a certain line which is an axis of symmetry, when one parameter will be required to fix their position, or to a plane when two parameters are necessary, or not limited in any way when three parameters are required. We might define a crystal as being of zero, first, or n^{th} order by summing the number of parameters required to fix all its atoms: rocksalt would then be a crystal of zero order, iron pyrites and calcite of the first order, and ruby of the second order. All methods of analysis lead to a rapid and accurate solution of any crystal with two or three parameters. The majority of crystalline bodies, however, have a number of parameters in the twenties or thirties, and it is bodies of this type to which we are trying to extend our analysis.

The difficulties introduced by the presence of so many parameters make it necessary to approach the problem of a structure in a very different way. I would like to mention briefly some of the methods which make it possible to attack these difficult structures.

In the first place, every crystal is based on a skeleton or framework of symmetry elements. Centres, lines, and planes of symmetry exist throughout the structure, and their requirements are obeyed by every particle of matter in it. The arrangement of these symmetry elements is purely a question of geometry, and the number of forms was worked out by Schönflies, Fedorow and Barlow long before any actual crystal structure had been analysed. Now it is in nearly every case possible to recognise what system of symmetry is present in any crystal we wish to analyse; a systematic series of tests can be applied which generally decide the «space-group» uniquely. The first object of any analysis is this recognition of the space-group, and the growth of the new science of crystal analysis has led to a re-formulation of space-group theory so that it is convenient to use. In

particular, Niggli, Wyckoff, and Astbury and Yardley have prepared sets of tables for space-group recognition. In the earlier analyses the crystals were so simple that each could be treated as a special case and an exhaustive series of tests was unnecessary, but it is now generally recognised that all sound work must be based on a determination of the space group in each case. Wyckoff in America has been one of the earliest and warmest advocates of this use of systematic methods in space group determination, and the recognition of its importance is largely due to his efforts.

The atoms of the crystal are grouped in accord with the symmetry elements, and the next step consists in finding how they are placed around this scaffolding. In the complicated structures we are helped by a knowledge of the grouping in simple forms. We can frame, for instance, certain empirical rules which tell us approximately the distance between neighbouring atoms in a crystalline structure. Each type of atom appropriates to itself a certain volume in the crystal, which may be regarded as composed of atoms of definite size packed together like small spheres. Many exceptions to this rule must be made, for the distance between two given atoms is greatly altered by a change in the type of chemical combination between them, and apart from this is modified slightly by changes in the arrangement of surrounding atoms. Nevertheless the conception of the packing together of only slightly compressible atoms of definite characteristic sizes is most useful in obtaining a first approximation to an unknown crystalline structure. Further, certain groupings such as those of the acid radicles —CO_3 , —SO_4 , and so forth appear in very nearly the same form in all crystals in which they occur. Empirical knowledge of this kind enables the investigator to build tentative models of the structures which he is investigating, and limits to a much smaller range the configurations which have to be tested.

Finally, there exists a searching test on which considerable reliance may be placed. Having determined the

symmetry scheme of the crystal, and tried various ways of packing the atoms together so that they obey the symmetry requirements and do not overlap anywhere each other's territory, one must test whether a proposed model is right. This can be done by a comparison between the intensity of radiation incident on the crystal and the radiation scattered in a given direction. Of course rough comparisons of the radiation scattered in different directions have always formed the basis of any kind of crystal analysis. The test becomes much more rigorous, and one is more certain that the right structure is arrived at, when these measurements are made quantitative. The theory underlying the measurements is somewhat complex, and the macroscopic physical condition of the crystal under examination often introduces uncertainties which make the measurements difficult. Nevertheless, it is possible to surmount these difficulties, and one then has a means of *weighing*, as if in a balance, the fraction of the crystalline unit which conspires to scatter radiation in a given direction. If this determination is made for a large number of directions, and is in agreement with a proposed model of the crystalline structure, one can be confident that the model is correct.

4. - The crystal Beryl may be taken as an example of a case where symmetry and empirical rules about atomic arrangement are sufficient in themselves to outline the crystalline structure, and to give a model which tests have confirmed. The substance has a complex formula, $\text{Be}_3\text{Al}_2\text{Si}_6\text{O}_{18}$. It forms crystals of the highest hexagonal symmetry, and a determination of the space group shows that each cell (which contains two molecules) is densely packed with symmetry elements of all types. Simpler structures have shown that two oxygen atoms are not likely to approach within less than $2.6 \text{ \AA}$ between centres: let us consider how this limits possible positions for oxygen atoms in the structure. Obviously no oxygen centre can be closer than $1.3 \text{ \AA}$ to a twofold axis of rotation, to a reflexion plane, or

to a centre of symmetry or it will transgress upon the territory of its image. It cannot be closer than $2.6\text{\AA}$ to one of the hexagonal axes in the crystal for a similar reason. Now the crystal is packed with a dense network of these symmetry elements, and if these limitations are observed twenty-four of the thirty-six oxygen atoms are found to be pinned in position. They are emmeshed, as it were, in the framework of axes and planes of symmetry. There is just sufficient room to fit in the remaining twelve oxygen atoms, in two rings of six each around a sixfold axis, and so all oxygen atoms are fixed. The atoms of beryllium and aluminium fall into places demanded by the symmetry and in accord with the usual situation of these metals in oxygen compounds, and the same is true for the silicon atoms. Of course a structure such as this must be carefully tested; actually only very slight adjustments of the structure deduced from first principles were required to make it satisfy the rigorous tests of quantitative measurement. The crystal in this case is determined by seven parameters and so may be claimed to be of a complex type.

We may also cite the case where a study of arrangement in some simple compounds leads through more complex examples to cases where the number of parameters is very great indeed. Simple oxygen compounds such as BeO , Al_2O_3 , BeAl_2O_4 , MgAl_2O_4 show certain analogies in their oxygen arrangement, and one recognises this arrangement by corresponding diffraction phenomena. The same marshalling of the oxygen atoms, when the clue to it is known, can be further recognised in Mg_2SiO_4 , MgCaSiO_4 , $\text{H}_2\text{Mg}_3\text{Si}_2\text{O}_{10}$, $\text{H}_2\text{Mg}_7\text{Si}_3\text{O}_{14}$, Al_2O_3 , $\text{H}_2\text{Mg}_9\text{Si}_3\text{O}_{18}$. In the last compound (clinohumite) the symmetry is monoclinic. This is of so low a type that it allows a wide latitude in atomic arrangement. There are altogether sixty-four atoms in the unit cube fixed by forty-four parameters. Yet the structure of this compound (analysed by West and Taylor) follows so naturally from the previous simpler examples, and all checks that can be applied are so well satisfied, that I believe the approximate positions

of all the atoms except hydrogen have been successfully found.

5. — I have mentioned these examples to illustrate the point which I wish to make. We have been trying to break loose from the former limitations of crystal analysis, which forced us to examine only those compounds where the structure was very simple and the atoms fixed by a small number of parameters. I do not wish to minimize the importance of examining these simple compounds; they are of surpassing interest because they lend themselves to a mathematical analysis of the interatomic forces such as is not possible in more complex forms. On the other hand, most of the solid crystalline bodies are of low symmetry and great complexity. We want to extend our technique so that it can be applied to any body whatever which it is desirable to examine. With all the means at our disposal it is still a long and tedious task to work out a complex structure. There is as yet no logical and systematic way of tackling the problem. Every structure has some special feature which enables the investigator to turn from the flank a position which is impregnable when the attack is direct. Every structure which is successfully analysed makes it easier to understand new forms, and it is my belief that we are well on the way to attaining an understanding of these beautiful natural patterns which will make it possible to analyse any form however complex it may be.

Über den Aufbau der Realkristalle

von

A. Smekal – Wien

1. DIE GRENZEN DER GITTERTHEORIE DES IDEALKRISTALLS.

v. Laue's grundlegende Entdeckung der Röntgeninterferenzen kristallisierter Festkörper hat gelehrt, dass in den Kristallen regelmässige, hochsymmetrische Atomanordnungen vorhanden sind. Die insbesondere von Born und seinen Mitarbeitern entwickelte Gittertheorie der Kristalle setzt voraus, dass diese Atomanordnungen das gesamte Kristallvolumen eines makroskopischen Kristalls in fehlerloser Regelmässigkeit erfüllen. Wir wollen Kristalle mit einem so vollkommenen Gitterbau als « Idealkristalle » bezeichnen und fragen, welche Tatsachen zugunsten ihrer wirklichen Existenz angeführt werden können.

Wir betrachten zunächst die bekannten grossen Erfolge der Gittertheorie. Sie hat vermocht, die elastischen, thermischen und viele optische Eigenschaften der Kristalle vortrefflich wiederzugeben. Im Falle heteropolar gebauter chemischer Verbindungen, wo die Gitterkräfte als hinreichend bekannt anzusehen sind, ist ihr auch eine zahlenmässig erfolgreiche Vorausberechnung der Gitterenergien möglich gewesen. Als besonders bemerkenswert sei für das Folgende nebenher festgehalten, dass dies alles auf der Voraussetzung radialsymmetrischer Kraftfelder der Gitterbausteine beruht; die aus den empirischen Gittereigenschaften gezogene Folgerung, dass den Bausteinen der Gitter meist eine höhere Minimalsymmetrie zukommen müsse als den Gitteranord-

nungen selbst, sowie die Ergebnisse der neueren Quantenmechanik stimmen damit sehr befriedigend überein. Wenn alle von der Gittertheorie zutreffend erfassten Kristalleigenschaften wesentlich an das Vorhandensein merklich idealer Kristallgitter gebunden wären, müsste erwartet werden, dass jede willkürliche Beeinflussung der Güte des Kristallbaues an ihnen stärkere Veränderungen hervorbringt. Das ist jedoch nicht der Fall. Die uns zu Gebote stehenden Hilfsmittel zur Störung des Gitterbaues: Verunreinigung, plastische Verformung, Kornverfeinerung, lassen den Energieinhalt, die elastischen, thermischen und viele optischen Eigenschaften zur Gänze oder doch grössenordnungsmässig ungeändert. Ein Rückschluss auf die Existenz idealer Kristallgitter ist daher unmöglich. Im Gegenteil: die Annahme über makroskopische Gebiete erstreckter Idealgitter muss für die Erfolge der Gittertheorie unwesentlich sein.

Wie steht es nun mit der Wiedergabe der übrigen Kristalleigenschaften durch die Theorie der idealen Kristallgitter? Die Rechnung zeigt, dass man fast in allen Fällen auf ein qualitatives oder quantitatives Versagen der Gittertheorie kommt. Die « molekulare » mechanische ⁽¹⁾ und elektrische ⁽²⁾ Festigkeit des Idealkristalls sind 100 bis 1000mal grösser als die entsprechenden « technischen » Festigkeitsgrössen der wirklichen oder « Realkristalle ». Der Idealkristall ist spröde, der Realkristall lässt plastische Verformung zu und zeigt Verfestigung ⁽³⁾. Das Ionenleitvermögen der wirklichen Kristalle ist um viele Zehnerpotenzen grösser als jenes der Idealkristalle, falls letzteres überhaupt vorhanden ist ⁽⁴⁾, usw.

⁽¹⁾ A. SMEKAL - « Naturwissenschaften », 10, 799, 1922; F. ZVICKY - « Phys. ZS. », 24, 131, 1923; A. SMEKAL - « Phys. ZS. », 26, 707, 1925; « ZS. techn. Phys. », 7, 535, 1926.

⁽²⁾ W. ROGOWSKI - « Elektrotechn. u. Maschinenbau », 44, 599, 1926; « Arch. f. Elektrotechn. », 18, 123, 1927; A. SMEKAL - « ZS. f. techn. Phys. », 8, 203, 1927; « Arch. f. Elektrotechn. », 18, 525, 1927.

⁽³⁾ A. SMEKAL - « ZS. f. techn. Phys. », 7, 535, 1926; « Phys. ZS. », 27, 837, 1926.

⁽⁴⁾ A. SMEKAL - « Phys. ZS. », 26, 707, 1925; « ZS. f. techn. Phys. », 8, 561, 1927; « ZS. f. Phys. », 45, 869, 1927.

Alle diese und manche andere Eigenschaften, vor allem jene der mechanischen und elektrischen Festigkeit, sowie des Leitvermögens für Wärme und Elektrizität sind bezeichnender Weise von der Güte des Kristallbaues im stärksten Masse abhängig; Verunreinigung, Verformung und Kornverfeinerung können grössenordnungsmässige Aenderungen herbeiführen. Daraus und aus dem Versagen der Gittertheorie muss geschlossen werden, dass es sich hier um Erscheinungen handelt, welche mit Abweichungen des Molekularbaues der Realkristalle vom idealen Gitterbau ursächlich zusammenhängen.

Im Folgenden handelt es sich darum, die Unterschiede im Molekularbau der Idealkristalle und Realkristalle qualitativ und quantitativ zu erfassen und ihrem Zusammenhang mit verschiedenen Kristalleigenschaften nachzugehen. Fasst man den Bornschen Idealkristall als erste Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse auf, so gilt es demnach, eine zweite Näherung aufzusuchen, welche nach Möglichkeit sämtlichen Eigentümlichkeiten der Realkristalle anzupassen sein wird.

2. OPTISCHER NACHWEIS VON LOCKERSTELLEN IN REALKRISTALLEN.

Es ist leicht einzusehen, dass man mittels der gewöhnlichen mikroskopischen, ultramikroskopischen und röntgenoptischen Methoden zu keinem Nachweis irgendwelcher Abweichungen vom idealen Gitterbau kommen kann, wenn fehlerfrei gewachsene, chemisch möglichst einbeitliche Kristalle benutzt werden. Die zuerst von Darwin erkannte, röntgenoptisch nachweisbare «imperfection» der meisten wirklichen Kristalle bewirkt einen typischen, noch makroskopisch beschreibbaren «mosaikartigen» Bau, welcher jedoch als Folge von Wachstumsstörungen anzusprechen ist, da ausgesuchte Kristalle ihn nicht zeigen ⁽¹⁾. Die zu erwartenden

(1) C. G. DARWIN - «Phil. Mag.», 27, 315, 675, 1914; 43, 800, 1922;
H. MARK - «Naturwissenschaften», 13, 1042, 1925; W. L. BRAGG,
C. G. DARWIN und R. W. JAMES - «Phil. Mag.», 1, 897, 1926.

Abweichungen vom Idealbau müssen eine viel verborgenere « fine-imperfection » der Kristalle darstellen. Aus röntgenoptischen Daten kann man schätzen, dass die Anzahl der nicht gittermässig angeordneten Kristallbausteine der Realkristalle weniger als 1 % der Gesamtzahl beträgt, und man muss erwarten, dass diese Bausteine ziemlich gleichmässig über die Kristallvolumina verteilt sind. Ein direktes « Sehen » solcher Abweichungen vom Idealgitter ist natürlich ebenso ausgeschlossen, wie jenes einzelner isolierter Atome. Zum Nachweis kommen nur solche optische und elektrische Methoden in Betracht, welche auch das Verhalten einzelner, von ihrer Umgebung hinreichend verschieden gelagerter Kristallbausteine zu registrieren ermöglichen.

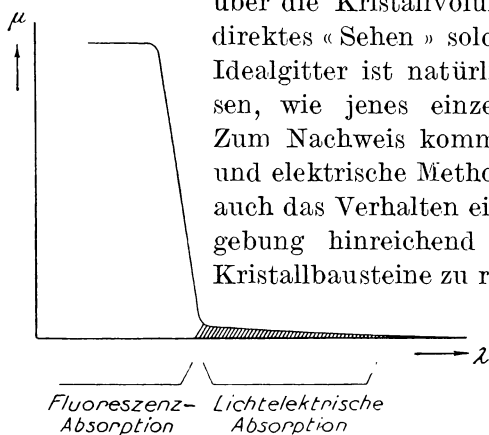


Fig. 1

Dies beschränkt den Nachweis zunächst auf einigermaßen durchsichtige, genügend isolierende Kristalle, wogegen etwa

die reinen Metalle nur indirekten Schlüssen zugänglich sind.

Das einfachste Modell einer örtlichen Abweichung vom idealen Kristallgitter erhält man, wenn man einige benachbarte Bausteine aus dem Gitter entfernt, so dass ein Hohlraum, ein « Loch », entsteht. Die an seiner « inneren » Oberfläche befindlichen Kristallbausteine sind vor den übrigen, im Gitter angeordneten Bausteinen nunmehr ausgezeichnet. Handelt es sich etwa um ein Ionengitter, so überlegt man leicht, dass die an der Oberfläche befindlichen Anionen jetzt wesentlich leichter ablösbare Elektronen besitzen müssen als die Gitteranionen; ferner, dass der Unterschied in den Ablösungsarbeiten von der Grössenordnung der Gitterenergien sein, also einige Volt betragen kann ⁽¹⁾. Ähnliches wird auch

⁽¹⁾ Vgl. die Dispersionsbetrachtungen von K. F. HERZFELD und K. L. WOLF - « Ann. d. Phys. », 73, 35, 195, 1925.

noch bestehen bleiben, wenn anstatt des winzigen Hohlraumes etwa nur eine örtliche Instabilität der normalen Ionenbindungen vorhanden sein sollte. In jedem Falle hat man mit Kristallbausteinen zu rechnen, deren Elektronen lockerer gebunden sind als innerhalb des Idealgitters, wodurch eine solche « Lockerstelle » nachweisbar sein muss.

Die Durchsicht der vorliegenden Kristalluntersuchungen ergab, dass Erscheinungen dieser Art tatsächlich bereits beobachtet worden sind ⁽¹⁾. Anlässlich ihrer grundlegenden Untersuchungen über die lichtelektrische Leitfähigkeit von Kristallen haben Gudden und Pohl Absorptionsspektren derartiger Kristalle ausgemessen ⁽²⁾. Der Verlauf des Absorptionskoeffizienten μ mit der Wellenlänge λ ist für die einfachsten Fälle in Fig. 1 schematisch angedeutet. An ein langwelliges Gebiet sehr geringer Absorption schliesst sich gegen kurze Wellen hin ein Gebiet etwa 10^4 mal stärkerer Eigenabsorption an, welches darum massstäblich nicht richtig gezeichnet werden konnte. Im langwelligem Gebiete bewirkt jedes absorbierte Lichtquant die lichtelektrische Ablösung eines Elektrons im Kristallinnern, und damit das Zustandekommen einer lichtelektrischen Leitfähigkeitzunahme. Im kurzwelligen Bereiche starker Eigenabsorption dagegen fluoresziert der Kristall, die grösseren Energiequanten der kürzerwelligen Strahlung vermögen hier nur eine Anregung der absorbierenden Kristallbausteine herbeizuführen und man müsste zu noch kürzeren Wellen übergehen, um auch hier lichtelektrische Wirkung zu erzwingen.

Es gibt demnach tatsächlich zwei Sorten von Kristallbausteinen: eine seltenere mit locker gebundenen Elektronen und eine etwa 10^4 mal häufigere mit merklich festeren Elektronenbindungen. Das langwellige lichtelektrische Absorptionsgebiet schliesst bei allen Temperaturen an den kürzer-

⁽¹⁾ A. SMEKAL - « Phys. ZS. », 27, 837, 1926; « ZS. f. techn. Phys. », 7, 535, 1926.

⁽²⁾ B. GUDDEN und R. POHL - « ZS. f. Phys. », 1921-1926, insbesondere Untersuchungen an HgS, ZnS und Diamant.

welligen Eigenabsorptionsbereich an ⁽¹⁾, ohne wesentliche Aenderungen der Sprunghöhe des Absorptionskoeffizienten aufzuweisen. Das erstere spricht nach Gudden und Pohl dafür, dass die langwellige lichtelektrische Wirkung der Kristallsubstanz selbst und nicht etwa Verunreinigungen zuzuschreiben ist, deren Vorhandensein vielmehr durch ein selbständiges Absorptionsspektrum erkannt werden kann ⁽²⁾. Die beiden Arten von Gitterbausteinen sind demnach als chemisch gleichartig anzusehen und ihr Zahlenverhältnis, zumindest in erster Annäherung, als temperaturunabhängig. Für den Unterschied zwischen den Elektronenablösungsarbeiten der Gitterbausteine und der «Lockerbausteine» berechnet sich ein Voltbetrag von der früher erwarteten Grössenordnung ⁽³⁾. Ausserdem zeigt sich, dass sichtbare Kristallbaufehler, Verunreinigungen, sowie Verformung ⁽⁴⁾ die lichtelektrische Wirkung und damit die Anzahl der Lockerbausteine vergrössern können. Die von Gudden und Pohl gefundenen Erscheinungen entsprechen somit in allem dem, was für konstitutionelle Lockerstellen der Kristalle von vornherein zu erwarten war. Auf etwa 10,000 Gitterbausteine kommt durchschnittlich ein Lockerbaustein und diese Zahl scheint von der Temperatur nicht wesentlich abzuhängen.

Wenn das Vorhandensein von Lockerstellen auf Grund der allgemeinen Feststellungen des vorigen Abschnittes als

⁽¹⁾ Es wäre von hohem Interesse nachzuprüfen, ob das lichtelektrische Absorptionsgebiet bei den Erdalkalioxyden von der starken Eigenabsorption nicht durch ein Spektralgebiet völliger Durchlässigkeit getrennt ist, was hier - im Gegensatz zu den übrigen bekannten lichtelektrischen Leitern - mit Rücksicht auf die Leitfähigkeitseigenschaften denkbar ist.

⁽²⁾ Siehe etwa die Untersuchungen von H. LENZ - «Ann. d. Phys.», 83, 941, 1927, und R. HILSCH - «ZS. f. Phys.», 44, 421, 1927.

⁽³⁾ A. SMEKAL - «Wien. Anz.», 1926, S. 195. (Die für Alkalihalogenide angegebenen Zahlen sind mit Rücksicht auf die Ergebnisse von R. POHL und E. RUPP - «Ann. d. Phys.», 81, 1161, 1926 etwas zu verkleinern).

⁽⁴⁾ Dies geht aus den später zu beschreibenden Steinsalzversuchen hervor.

eine universelle Eigenschaft aller Realkristalle betrachtet wird, so muss langwellige lichtelektrische Wirkung bei Kristallen ganz beliebiger chemischer Beschaffenheit auftreten. Die bisherigen Ergebnisse scheinen dieser Folgerung recht zu geben. Die langwellige lichtelektrische Empfindlichkeit findet sich nicht nur bei allen Kristallen, bei welchen ihr Auftreten nach der Festigkeit der betreffenden Elektronenbindungen ⁽¹⁾ im sichtbaren Spektralgebiet vorauszusehen ist ⁽²⁾, sondern auch im Bereiche ultravioletter Frequenzen ⁽³⁾. Sie tritt bei Elementen nichtmetallischer (Diamant, S, J) und metallischer Beschaffenheit (Se) ebenso auf wie bei Verbindungen der verschiedensten Art, ist also davon unabhängig, ob die chemische Bindung homöopolarer oder heteropolarer Natur ist, ob Atomgitter oder Ionengitter vorliegen. Obgleich der oben besprochene Gang des Absorptionskoeffizienten mit der Wellenlänge bisher nur für eine beschränkte Anzahl von Kristallen durchgemessen ist, kann nach dem allgemeinen Charakter der Erscheinung nicht daran gezweifelt werden, dass die Konzentration der Lockerbausteine grössenordnungsmässig auch bei beliebigen Realkristallen dem oben gefundenen Verhältnisse $1:10^4$ nahesteht.

3. SICHTBARMACHUNG DER LOCKERSTELLEN DURCH PHOSPHORESZENZERSCHEINUNGEN. (Theorie der LENARDPHOSFORE.)

Die Mühsamkeit der exakten Bestimmung sehr kleiner lichtelektrischer Absorptionskoeffizienten lässt diese Methode zu einer raschen qualitativen Verfolgung der Beziehungen zwischen Lockerstellen und Kristalleigenschaften wenig geeignet erscheinen. Man kommt viel schneller zum Ziele, wenn

⁽¹⁾ Als Mass für diese Bindungsfestigkeit kann man mit GUDDEN und POHL den Brechungsexponenten der Gitterbausteine des Kristalls ansehen.

⁽²⁾ B. GUDDEN und R. POHL – « ZS. f. Phys. », 16, 42, 1923.

⁽³⁾ A. SMEKAL – « Wien. Anz. », 1926, S. 195; R. POHL und E. RUPP – « Ann. d. Phys. », 81, 1161, 1926.

es gelingt, gefärbte oder phosphoreszierende Fremdatome in die Lockerstellen einzulagern und letztere dadurch zu kennzeichnen. Hierzu muss man die Fremdatome entweder von vornherein als beabsichtigte Verunreinigung der Kristallsubstanz beimengen oder in den Lockerstellen des fertigen Kristalls nachträglich zur Abscheidung bringen. Der zweite, später zu besprechende Weg ist der allgemeinere, da er an eine vorausgehende Störung des Kristallbaues durch Fremdeinlagerungen nicht gebunden ist.

Das Problem der atomdispersen Fremdeinlagerung phosphoreszenzerzeugender Bestandteile in eine kristallisierte Grundsubstanz ist experimentell schon sehr gut durchforscht. Die zahlreichen, vorbildlichen Untersuchungen fester « Phosphore », welche man Lenard und seinen Mitarbeitern verdankt, sind allerdings in der Meinung angestellt, dass es sich dabei hauptsächlich um amorphe Körper gehandelt habe. Erst das Ergebnis der Röntgenuntersuchungen ⁽¹⁾ sowie eine genauere Betrachtung der sogenannten (noch später zu besprechenden) « Druckzerstörung » und ihrer thermischen Aufhebung ⁽²⁾ haben den Kristallcharakter der typischen Lenardphosphore sichergestellt. Da das Kristallwachstum stets mit einer thermodynamisch bedingten Selbstreinigung der Kristallsubstanz verbunden ist, darf man annehmen, dass geringe, im normal gewachsenen Kristall enthaltene Verunreinigungen keine grössenordnungsmässige Vermehrung jener Lockerstellen bewirken, welche auch im reinen Kristall vorhanden wären. Zugunsten der Auffassung, dass die Fremdatome beim Kristallisationsprozess gerade in diesen Lockerstellen zur Ablagerung gelangen, spricht, dass die für das Nachleuchten günstigste Konzentration der phosphoreszenzerzeugenden Fremdstoffe bei den Lenardphosphoren stets zwischen 10^{-3} und 10^{-5} gelegen ist, während für die Lockerbaustein-

⁽¹⁾ A. SCHLEEDE und H. GANTZCKOW – « ZS. f. phys. Chem. », 106, 37, 1923; E. RUMPF – « Ann. d. Phys. » 84, 313, 1927.

⁽²⁾ A. SMEKAL – « Phys. ZS. », 27, 837, 1926; « ZS. f. techn. Phys. », 7 535, 1926.

Konzentration oben etwa 10^{-4} gefunden wurde ⁽¹⁾. Um gut-leuchtende Phosphore zu erhalten, ist es allerdings notwendig, die Phosphorschmelzen abzuschrecken, wodurch die Zahl der Lockerstellen zwar nicht wesentlich geändert werden dürfte, wohl aber deren räumliche Ausdehnung zunimmt. Dies bringt es mit sich, dass die Dichte solcher Phosphore geringer sein kann als jene der kristallisierten Grundsubstanz und dann bei der Verformung zunimmt.

Die Auffassung der Lenardphosphore als Realkristalle, deren Lockerstellen durch atomdispers eingelagerte Fremdatome verunreinigt sind, vermag eine Reihe von Eigenschaften dieser Körper im Anschluss an bereits bekannte Kristalleigenschaften wiederzugeben. Für den hier verfolgten Zweck sei nur kurz auf die « Energieisolation », « Dauer » und « Grösse » der Phosphoreszenz- « Zentren » hingewiesen ⁽²⁾. Bei der « Erregung » eines aus einer Lockerstelle mit eingelagertem Fremdatom bestehenden « Zentrums » durch Absorption geeigneter Strahlung wird ein durch die Fremdeinlagerung spezifisch gelockertes Elektron lichtelektrisch abgetrennt. Nach den über die Fortbewegung von Elektronen in Kristallen bekannten Tatsachen muss erwartet werden, dass das befreite Elektron sogleich in die ideal gebauten Gittergebiete des Phosphors hineingezogen wird und dort zwischen den übrigen Lockerstellen — wahrscheinlich unter vorübergehender Anlagerung — solange umherirrt, bis es auf das ursprüngliche oder ein anderes « erregtes » Phosphoreszenzzentrum trifft, wo es unter Aussendung von Phosphoreszenzlicht wieder gebunden wird. Die bei der « Erregung » aufgenommene Energie kann thermisch nicht zersplittert werden, da sie im wesentlichen mit dem abgetrennten Zustand des Elektrons verknüpft ist, wodurch die « Energieisolation » der Zentren zu-

⁽¹⁾ Z. B. A. SMEKAL — « Ann. d. Phys », 83, 1202, 1927, wo auch auf metallkundliche Belege hingewiesen ist.

⁽²⁾ Ueber die bisherige Auffassung dieser Begriffe vgl. man etwa R. TOMASCHKE — « Art. Phosphoreszenz im Handb. d. phys. Optik », Bd. II, 1, Leipzig 1927.

standekommt. Die zeitliche Abklingung des Phosphoreszenzlichtes hängt offenbar von der Zeitdauer ab, nach welcher die abgetrennten Elektronen an den Störungsstellen rekombinierend gebunden werden. Sind nur sehr kleine Lockerstellen vorhanden, so wird jedes Elektron beim Auftreffen auf ein erregtes Zentrum sogleich wieder gebunden werden und rasches Abklingen eintreten. In der Tat sind die « Momentanzentren » und die « Zentren kurzer Dauer » bei den Phosphoren stets, insbesondere bei sehr geringen Konzentrationen der Fremdzusätze, in der Ueberzahl. Die selteneren « Zentren mittlerer und langer Dauer » entsprechen offenbar Störungsbereichen grösseren Umfanges, bei welchen nur ein geringer Bruchteil der auftreffenden Elektronen zur sofortigen Rekombination Veranlassung gibt, wodurch längerdauerndes, immer schwächer werdendes Nachleuchten eintritt. Wie Lenard gezeigt hat, kann man die « Grösse » der Phosphoreszenzzentren verschiedener « Dauer » experimentell ermitteln. Nach der hier vertretenen Auffassung handelt es sich dabei um ein Mass für die Durchschnittsgrösse der auf jede phosphoreszenzfähige Lockerstelle entfallenden benachbarten, ideal gebauten Gitterbereiche. In der Tat zeigt sich, dass die « Zentren langer Dauer » erheblich « grösser » gefunden werden als die rasch abklingenden Zentren.

Der Abklingungsvorgang der erregten Phosphore spiegelt nach dem Gesagten alle jene Verschiedenheiten wieder, welche die Lockerstellen hinsichtlich Anzahl, Umfang und räumlicher Verteilung besitzen können. Es ist von hohem Interesse, im einzelnen zu verfolgen, in welcher Art Zahl und Verteilung der « Dauerzentren » durch die Herstellungsbedingungen der Phosphore beeinflusst werden. Bei günstigen Kristallisationsbedingungen treten die « Zentren langer Dauer » völlig zurück und man erhält praktisch nur kleinste, räumlich merklich gleichmässig verteilte und untereinander gleichartige Lockerstellen, wie man sie — abgesehen vom eingelagerten Fremdatom — auch im reinen, gut gewachsenen Kristall der Grundsubstanz vor sich haben dürfte.

4. SICHTBARMACHUNG DER LOCKERSTELLEN DURCH VERFÄRBUNGSERSCHEINUNGEN.

Der zweite Weg zur Kennzeichnung der Lockerstellen durch eingelagerte Fremdatome besteht, wie bereits erwähnt, darin, gefärbte Atome in den Lockerstellen des fertigen Kristalls zur Ausscheidung zu bringen. Dies ist natürlich im allgemeinen nur durch geeignete Bestrahlung möglich, welche in den Lockerstellen — und nur in diesen — chemische Veränderungen herbeiführt. Der einfachste unter den verschiedenen theoretisch denkbaren Fällen findet sich bei den aus Ionen bestehenden Alkalihalogeniden verwirklicht. Bestrahlt man den Kristall im Spektralbereich seiner früher besprochenen geringen langwelligen Absorption, so werden in seinen Lockerstellen lichtelektrisch Elektronen abgetrennt, welche von den Lockeranionen herrühren und zur Neutralisierung von Lockerkationen verwendet werden können ⁽¹⁾. Im Steinsalz beispielsweise entstehen auf diese Art in den Lockerstellen neutrale ungefärbte Chloratome und neutrale gefärbte Natriumatome. Man erhält so die bekannte amikroskopische ⁽²⁾ Gelbfärbung des Steinsalzes, welche durch Lichtwirkung und Wärmebewegung ganz allmählich wieder zurückgebildet wird. Bei der grossen Stabilität der Steinsalzfärbung kommt diese Gegenreaktion während der Bestrahlung kaum in Betracht, bei den übrigen Alkalihalogeniden dagegen

⁽¹⁾ A. SMEKAL — « Phys. ZS. », 26, 707, 1925; 27, 837, 1926; « Wien. Anz. », 1926, S. 195.

⁽²⁾ Die zuerst von H. SIEDENTOFF — « Phys. ZS. » 6, 855, 1905 genauer untersuchte ultramikroskopische (additive) Steinsalzfärbung entsteht erst bei höheren Temperaturen und dürfte mit einer innerlichen Zerstörung des Kristalles durch den diffundierenden Natriumdampf verbunden sein. Sie gewährt Einblick in die fundamentale Beziehung der Lockerstellen zu den Spalt- und Gleitebenen des Kristalls, welche sonst nicht unmittelbar wahrnehmbar ist, solange unverformte Kristalle untersucht werden.

scheint sie so kräftig zu sein, dass man es dann mit der Bildung eines Gleichgewichtes zwischen den beiden Prozessen zu tun hat. Sind die Lockerstellen nicht alle gleichbeschaffen — was u. a. auch durch das Vorhandensein von Verunreinigungen bewirkt sein kann — so muss man Stabilitätsunterschiede der Atomausscheidung in verschiedenartigen Lockerstellen erwarten, welche den verschiedenen « Dauern » der Phosphoreszenzzentren in Lenardphosphoren analog sind. Solche Unterschiede sind tatsächlich vorhanden ⁽¹⁾, jedoch geringer als bei den Phosphoren, wie es ja auch für möglichst reine, gutgewachsene Kristalle zu erwarten stand.

Von grosser praktischer Bedeutung ist, dass man die « Färbung » der Lockerstellen nicht nur mit Strahlung aus dem Gebiete der langwelligen lichtelektrischen Absorption vornehmen kann, sondern auch mit sehr kurzwelligem Lichte, wie Röntgen- und Gammastrahlung. Obwohl diese Strahlungen auch in den ideal gebauten Gitterbereichen des Kristalls lichtelektrische Wirkungen hervorbringen können, bleibt die Färbung auf die Lockerstellen ⁽²⁾ beschränkt, da die primäre Absorption der kurzwelligen Strahlen vorwiegend im Inneren der Gitterionen stattfindet und keinerlei irreversible Zerstörung des Kristallbaues nach sich zieht. Eine sehr eindringliche Bestätigung dafür liefern die im nächsten Abschnitte besprochenen Unterschiede in den Verfärbungseigenschaften plastizierter und nichtplastizierter Kristallteile, deren scharfe gegenseitige Abgrenzung auch durch viele Tage hindurch fortgesetzte Bestrahlung nicht verwischbar ist.

Die Methode der Lockerstellen - Kennzeichnung durch Strahlungsfärbung ist auf beliebig vorbehandelte Kristalle anwendbar, wogegen die Phosphoreszenz- Methode nur die ursprünglich vorhandenen Lockerstellen erfasst. Insbeson-

⁽¹⁾ K. PRZIBRAM — « Wien. Ber. », (II^a), 135, 197, 1926; ferner F. URBACH — « Wien. Ber. » (II^a), 135, 149, 1926; Z. GYULAI — « ZS. f. Phys. », 39, 636, 1926.

⁽²⁾ Die Beziehung zu makroskopisch wahrnehmbaren Baufehlern der Kristalle hat als Erster K. PRZIBRAM — « Wien. Ber. » (II^a), 134, 233, 1925, bemerkt.

dere lassen sich mit Hilfe der ersteren alle im Kristall etwa vorsichgehenden Aenderungen der Anzahl und Stabilität der Lockerstellen verfolgbare machen. Genauer genommen sind der Strahlungsfärbung sämtliche zu irgendeinem Zeitpunkt im Kristall vorhandenen Lockerbausteine zugänglich, ohne Rücksicht auf ihre Zugehörigkeit zu individuellen Lockerstellen — ein Unterschied gegenüber der Phosphoreszenz-methode, welcher unter Umständen in Zukunft Bedeutung gewinnen mag. Wird der Kristall durch die Verfärbung selbst zu einem Lenardphosphor, wie dies bei den Alkalihalogeniden der Fall ist, dann verschwindet allerdings diese Verschiedenheit und man kann sich der Phosphoreszenzeigenschaften in ähnlichem Ausmasse zur Untersuchung der Realstruktur des Kristalles bedienen, wie der Verfärbungswirkungen.

Die Gleichmässigkeit der Verfärbung eines Kristallindividuums entspricht einer merklich gleichmässigen räumlichen Verteilung der Lockerstellen über den Kristall — also einer Feststellung, welche noch weit über die Leistungsfähigkeit des vollkommensten Ultramikroskopes hinausgeht. Wolkige oder nach den Spaltrichtungen streifige Verfärbungen können Kristalle von bestimmter mechanischer Vorgeschichte auch dann noch kennzeichnen, wenn das Polarisationsmikroskop darüber keinerlei Aufschluss zu geben vermag.

Von geringerer Bedeutung als die Ausscheidung gefärbter Atome in den Lockerstellen durch Bestrahlung ist das Hineinbringen von Fremdatomen durch Diffusionsvorgänge. Die Fremddiffusion ist im wesentlichen ein chemisches Problem der Lockerstruktur, dessen Gesetzmässigkeiten erst in den grössten Zügen bekannt sind ⁽¹⁾. Natriumdampf dringt oberhalb 300° C mit überraschend grosser Geschwindigkeit in den Steinsalzkristall ein und erzeugt bei nicht zu hohen Temperaturen eine amikroskopische Färbung von ganz der-

⁽¹⁾ Bei den Alkalihalogeniden z. B. kommt es in erster Linie auf die Wertigkeit der Fremdatome und ihr thermochemisches Verhalten zu den Lockerbausteinen an, wogegen das Atomvolumen nur eine untergeordnete Rolle spielt.

selben Beschaffenheit wie jene, welche die Bestrahlung hervorbringt. Dies, wie auch die noch später zu behandelnde elektrolytische Leitfähigkeit, spricht sehr zugunsten der anschaulichen Vorstellung, dass die Lockerstellen von hohlraumartigem Charakter sind. Die durch Dampf erzeugten Kristallfärbungen sind natürlich wesentlich stabiler als die Strahlungsfärbungen, was z. B. bei der Untersuchung des Sylvins von Nutzen ist. Die relativ hohe Temperaturlage ihrer Erzeugung schliesst jedoch alle Anwendungen aus, für welche man dabei mit spontanen inneren Veränderungen des Kristallbaues zu rechnen hat, wie etwa der Rekristallisation plastisch verformter Kristallstücke.

5. LOCKERSTELLEN UND FESTIGKEITSEIGENSCHAFTEN.

Der empirische Energieinhalt der Kristalle und die Theorie des Idealkristalls liefern übereinstimmend « molekulare » Zerreiissfestigkeiten, welche etwa 100 bis 1000mal grösser sein sollten als die beobachteten « technischen » Zerreiissfestigkeiten. Das Vorhandensein von Lockerstellen annähernd gleichartiger Beschaffenheit, Anzahl und räumlicher Verteilung in den Realkristallen vermag diese Schwierigkeit zunächst qualitativ aufzuklären. Unabhängig von dem Bild, welches im einzelnen mit den Lockerstellen verknüpft wird, folgt bei äusserer mechanischer Anspannung des Kristalls, dass an den Lockerstellen örtliche Spannungssteigerungen eintreten müssen, welche man am einfachsten als « Kerbwirkung » beschreiben kann. Die Spannungsverteilung im Kristall muss eine sehr inhomogene sein, desto inhomogener, je mehr die äussere makroskopische Beanspruchung anwächst. Sobald die an den Lockerstellen vorhandenen Spannungsmaxima die « molekulare » Zerreiissfestigkeit erreicht haben, wird eine Zerstörung des angrenzenden Kristallgitterbaues einsetzen, lange bevor die äussere makroskopische Anspannung diesem Spannungshöchstwert nahekommt. Der Kristallgitterbau reisst « vorzeitig », wodurch der Unterschied zwischen « technischer »

und « molekularer » Zerreissfestigkeit seine Erklärung finden muss.

Eine quantitative Verfeinerung dieses zunächst für den ideal spröden Kristall entworfenen Bildes scheint aussichtslos, solange es unmöglich ist, die an den Lockerstellen auftretende lokale Spannungssteigerung rechnerisch zu erfassen. Die einzige Kontrollmöglichkeit besteht darin, den Kristall noch auf anderem als mechanischem Wege anzuspannen und nachzusehen, ob die Kerbwirkung der Lockerstellen quantitativ dieselbe bleibt. Dies bestätigt sich in der Tat bei elektrostatischer Dehnung eines Ionenkristalls. Verlangt man, dass der Kristall im elektrostatischen Felde keine stärkeren Dehnungen aushalten können soll als bei mechanischer Beanspruchung, so erhält man eine Grenzfeldstärke, welche in unmittelbarer Nachbarschaft seiner — übrigens noch durch andere Faktoren beeinflussten — dielektrischen Durchschlagfeldstärke gelegen ist ⁽¹⁾. Ein unmittelbarer Nachweis der inhomogenen Spannungsverteilung im Realkristall und der geschilderten Bedeutung der « molekularen » Gitterfestigkeit für jede irreversible Veränderung im Kristall gelingt jedoch, wenn man zum Problem der plastischen Verformung des Kristalls unter Gleitebenenbildung übergeht.

Die Ausbildung von Gleitebenen bei scherender mechanischer Beanspruchung der Kristalle bleibt solange völlig unverständlich, als man das ideale Kristallgitter zugrundelegt und das Kraftfeld der Gitterbausteine als hinreichend isotrop ansieht. Man hat daher gelegentlich versucht, die Entstehung bestimmt orientierter Gleitebenen auf Anisotropien der molekularen Kraftfelder zurückzuführen. Wenn dies richtig wäre, müssten die Molekularkräfte senkrecht zu den Gleitebenenrichtungen rund tausendmal schwächer sein als in diesen Ebenen. Dem widersprechen nicht nur die bereits oben erwähnten theoretischen Erfolge der gegenteiligen Auf-

⁽¹⁾ A. SMEKAL — « ZS. f. techn. Phys. », 8, 203, 1927; « Arch. f. Elektrotechn. », 18, 525, 1927.

fassung ⁽¹⁾, sondern auch die empirischen Verfestigungsercheinungen ⁽²⁾. Nach vorangegangener plastischer Verformung zeigt sich nämlich die Elastizitätsgrenze erhöht und der Kristallbau verträgt stärkere elastische Anspannung als zuvor, wobei die Unveränderlichkeit der Molekularkräfte durch das Gleichbleiben des Elastizitätsmoduls gesichert erscheint. Auch der Vorgang des plastischen Gleitens oder « Fliessens » der Kristalle muss demnach als ein « vorzeitig » ausgelöster angesehen werden.

Um den Anteil der Lockerstellen daran aufzuklären, kann man Kristalle verformen, deren Lockerstellen auf einem der früher beschriebenen Wege durch atomdisperse Fremdeinlagerungen gekennzeichnet sind. Bei plastischer Verformung eines erregten, im Dunkeln nachleuchtenden Lenardphosphors wird die Intensität des Phosphoreszenzlichtes immer mehr herabgesetzt, bis das Leuchten bei stärkster Verformung überhaupt erlischt. Das Phosphoreszenzvermögen schwindet vollständig und kann erst durch thermisch eingeleitete Rekristallisation wieder hergestellt werden. Die hier zugleich gedeutete, von Lenard als « Druckzerstörung » beschriebene Erscheinung, legt unmittelbar davon Zeugnis ab, dass die Lockerstellen bei der Plastizierung verändert werden. Die individuellen Unterschiede zwischen den Lockerstellen sind dabei — wie zu erwarten — belanglos, da « Momentan- » und « Dauerzentren » im gleichen Ausmasse von der « Druckzerstörung » erfasst werden ⁽³⁾.

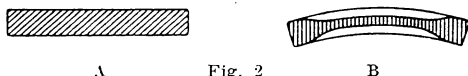
Zu ganz analogen Ergebnissen gelangt man bei der Verformung von strahlungsgefärbten gelben Steinsalzkrystallen. Am bequemsten ist die Biegung von Steinsalzprismen in Lösungsmitteln, weil man dabei die stärksten Verformungs-

⁽¹⁾ Siehe oben, Abschnitt 1.

⁽²⁾ Die gleichen Gründe sprechen auch gegen alle Versuche einer Theorie des Zerzeissvorganges, welche von grössenordnungsmässig anisotropen Molekularkräften ausgehen, da neben der Gleitverfestigung auch eine Reissverfestigung der (nicht ideal spröden) Kristalle beobachtet wird.

⁽³⁾ H. KUPPENHEIM — « Ann. d. Phys. », 70, 113, 1923.

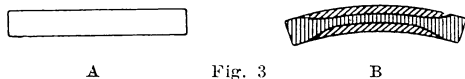
grade erzielen kann; doch kommt man an homogen und trocken verformten Kristallen zu den gleichen Ergebnissen. Bei der Biegung eines gleichmässig durchgefärbten Steinsalzprismas (Fig. 2, A) entstehen längs der konkaven und der konvexen Begrenzung plastizierte Kristallgebiete, in welchen sogleich rasche Entfärbung eintritt (Fig. 2, B). Die nur elastisch gespannte « neutrale Faser » des Steinsalzbalkens behält hingegen ihre Färbung ohne jede Aenderung ⁽¹⁾. Dass es gerade die plasti-



A Fig. 2 B

zierten Gebiete sind, in welchen die Entfärbung auftritt, kann man durch Ablösung einer plastizierten Schicht und Nachweis der inneren elastischen Spannungen überprüfen ⁽²⁾. Auch hier findet man also, dass die Gleitebenen gewissermassen « durch » die Lockerstellen hindurchgehen, so dass letztere für den Plastizierungsvorgang wesentlich sein müssen.

Wenn dies zutrifft, muss man, ähnlich wie früher bei der Schilderung des Zerzeissvorganges, voraussetzen, dass an den Lockerstellen die « molekulare » Gitterfestigkeit überwunden wird und Ionen in den « Lockerzustand » übergeführt werden, welche vordem am Gitterverband teilnahmen. Da der Kristall hier daraufhin aber nicht zerreisst, muss eine Nachprüfung der Entstehung neuer Lockerionen in den plastizierten Kristallteilen möglich sein. Wir wählen einen unge-



A Fig. 3 B

färbten, optisch einwandfreien Steinsalzkristall von der früher benutzten Form (Fig. 3, A), biegen ihn ebenso wie vorhin und färben jetzt den verformten Kristall durch Bestrahlung. Das Ergebnis (Fig. 3, B) liefert gewissermassen ein Positiv zu dem früheren Bilde (Fig. 2, B). Die neutrale Faser erscheint

⁽¹⁾ A. SMEKAL - « Wien Anz. » 1927, S. 46.

⁽²⁾ Vgl. die Versuche von M. POLANYI und G. SACHS - « ZS. f. Phys. », 33, 692, 1925, insbesondere Fig. 10, an ungefärbten Steinsalzprismen.

nach gleicher Bestrahlungsdauer ebenso gefärbt wie vorhin, die plastizierten Kristallteile aber werden etwa 10mal so stark durchgefärbt. Das gleiche Bild bekommt man, wenn der gebogene und in seinen plastizierten Teilen entfärbte Kristall des früheren Versuches (Fig. 2, B) durch neuerliche Bestrahlung eine zusätzliche Färbung erhält. Die Plastizierung hat also bewirkt, dass die Anzahl der Lockerionen tatsächlich, und zwar um etwa eine Grössenordnung zunimmt ⁽¹⁾. Für das Ergebnis der Versuche ist es offenbar belanglos, dass hierzu natürliche, also sicherlich verunreinigte Kristalle benutzt wurden; denn die Lockerstellen-Kerbwirkung muss unabhängig davon eintreten, ob in diesen Stellen Fremdatome eingelagert sind oder nicht. Eine wesentliche Vermehrung der primären Lockerstellen-Anzahl durch geringe Verunreinigungen konnten wir aber bereits früher ausschliessen ⁽²⁾. Die gefundene Lockerionenzunahme beweist nebenher auch noch, dass es sich bei der Verfärbung des Steinsalzes nicht um einen vorwiegenden Effekt von Verunreinigungen handeln kann, deren letzte Reste ja selbst aus gut gereinigtem Steinsalz nur schwierig zu entfernen sind ⁽³⁾; bei reiner Verunreinigungswirkung könnte in den plastizierten Kristallteilen keine stärkere Verfärbung auftreten ⁽⁴⁾. Die Schärfe der Abgrenzung zwischen den plastizierten und den nicht plastizierten Kristallgebieten illustriert ferner die bereits erwähnte Abwesenheit einer nennenswerten kristallzerstörenden Wirkung der bei den Versuchen benutzten energieüberreichen Gammastrahlung.

Der Unterschied zwischen den Ablösungsarbeiten für Git-

⁽¹⁾ A. SMEKAL - « Wien. Anz. », 1927, S. 22. Dass die Zunahme der Verfärbbarkeit im plastizierten Zustande auch bei den übrigen Alkalihalogeniden vorhanden ist, hat K. PRZIBRAM - « Wien. Ber. », (II^a) 136. 435, 1927 an chemisch reinsten, gepressten Proben nachgewiesen.

⁽²⁾ Siehe oben, Abschnitt 3.

⁽³⁾ Vgl. etwa R. HILSCH - « ZS. f. Phys. », 44, 421, 1927.

⁽⁴⁾ Als Gegenbeispiel sei auf die Verunreinigungsfärbung des natürlichen Kalkspates hingewiesen, welche nach K. PRZIBRAM (a. a. O.) keinen Verformungseffekt aufweist.

terionen und Lockerionen kann nach dem Früheren aus den Gittereigenschaften angenähert berechnet werden und beträgt einige Volt pro Ion. Der aus der äusseren makroskopischen Biegebungsbeanspruchung errechnete Betrag an elastischer Dehnungsenergie pro Ion entspricht nur etwa dem 1000ten Teil davon. Die Entstehung neuer Lockerionen bei der Verformung beweist also zunächst die ausserordentliche Inhomogenität der Spannungsverteilung im Molekularbau der Realkristalle, welche aus dem Vorhandensein der Lockerstellen gefolgert worden war. Denkt man sich ein ideales Bornsches Kristallgitter bis zur Grenze seiner « molekularen » Zerreiissfestigkeit angespannt, so wird die elastische Dehnungsenergie von der Grössenordnung einiger Volt pro Ion. Die Neubildung von Lockerionen erfolgt also tatsächlich unter energetischen Bedingungen, welche einer Ueberwindung der « molekularen » Festigkeit des idealen Gitterbaues gleichkommen. Das Bild von der Einwirkung äusserer makroskopischer Beanspruchungen auf den Lockerbau der wirklichen Kristalle, welches wir oben gegeben haben, erscheint damit in allen seinen unmittelbar prüfbaren Folgerungen gut bestätigt.

Die Deutung der übrigen Eigenschaften verformter Kristalle auf Grund der hier besprochenen Vorstellungen und Ergebnisse hat bisher keinerlei Schwierigkeiten gefunden. Die Tatsache, dass Kristalle im verformten Zustande innere Spannungen besitzen und damit unterhalb der Rekristallisationsschwelle überhaupt bestandfähig sind, ergibt sich als unmittelbare Folge der Lockerstruktur; ein ideales Gitter wäre nur elastischer Verzerrungen fähig und müsste bei Entlastung sogleich wieder in den ungestörten, spannungsfreien Zustand zurückschnellen. Die mit der Verformung einhergehende Verfestigung entspricht einer gesteigerten Ausnutzung der hohen « molekularen » Festigkeit der ideal gebauten Kristallteile, welche mit örtlich zunehmenden Abweichungen von der exakten Parallelstellung benachbarter idealer Gitterteile immer günstiger wird. Sie ist von einer örtlich schwankenden Aufspeicherung elastischer Energie begleitet, welche zusammen mit der Bildungsarbeit der neuentstandenen Locker-

bausteine gerade eine solche Vergrösserung des Energieinhaltes verformter Kristalle gegenüber unverformten zur Folge hat, wie man sie gemessen hat. Die thermische Aufhebung dieser Veränderungen erfolgt in den beiden Stufen der Entfestigung und der Rekristallisation, welche mit örtlichem Abbau und räumlichem Ausgleich der entstandenen Energieanhäufungen zusammengehen.

6. LOCKERSTELLEN UND ELEKTRISCHES LEITVERMÖGEN DER IONENKRISTALLE.

Wie bereits eingangs erwähnt, begegnet das Verständnis der elektrolytischen Stromleitung fester Körper vom Standpunkt des Idealkristalles aus grossen Schwierigkeiten. Da die meisten Kristallstrukturen als dichteste Kugelpackungen gedeutet werden können, ist die Fortbewegung geladener Teilchen von der Grösse eines Gitterbausteines durch ein solches Gitter hindurch kaum vorstellbar. In der Tat hat auch der einzige bisher unternommene Versuch einer quantitativen gittertheoretischen Berechnung des Ionenleitvermögens von Steinsalzkristallen ⁽¹⁾ einen völligen Misserfolg aufzuweisen ⁽²⁾. Die empirische Erfahrung hingegen lehrt, dass jede beabsichtigte oder unbeabsichtigte Störung des regelmässigen Kristallbaues das elektrolytische Leitvermögen hinaufsetzt; Verunreinigung und Kornverfeinerung wirken jedenfalls in diesem Sinne und für eine gleichartige Wirkung der Verformung liegen ebenfalls verschiedene Anhaltspunkte vor ⁽³⁾. Es wird dadurch nahegelegt, die Möglichkeit einer Ionenleitung im festen Körper mit dem Vorhandensein der Lockerstellen zu verknüpfen. Ein Urteil darüber kann nur die genauere Un-

⁽¹⁾ W. BRAUNBEK – « ZS. f. Phys. », 44, 684, 1927.

⁽²⁾ A. SMEKAL – « ZS. f. Phys. », 45, 869, 1927.

⁽³⁾ Bezüglich aller Einzelheiten und Literaturangaben sei für das Folgende auf den in der « ZS. f. techn. Phys. », 8, 561, 1927 erstatteten ausführlichen Bericht über die Leitfähigkeitsfragen hingewiesen, welcher am Deutschen Physikertag 1927 zu Bad Kissingen vorgetragen wurde.

tersuchung der Temperatur- und Feldstärkenabhängigkeit des Leitvermögens zulassen. Der Einfachheit halber beschränken wir uns im Folgenden auf die Betrachtung heteropolar gebauter Verbindungen, da die Behandlung der Atomgitter noch in manchen Punkten unvollständig ist.

Schon der erste Versuch, einen — bisher fehlenden — allgemeinen Ausdruck für die Temperaturabhängigkeit des Leitvermögens L aufzufinden, lehrte, dass hierfür nur ein Ausdruck von der Form

$$(1) \quad L = A_I \cdot e^{-E_I/kT} + A_{II} \cdot e^{-E_{II}/kT}$$

in Betracht kommt, worin k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur vorstellt. Da man für die Verhältnisse der vier darin auftretenden Konstanten, unabhängig von den oft sehr verschiedenen Absolutwerten, für alle bisher durchgemessenen Kristalle

$$(2) \quad A_{II}/A_I \sim 10^6 ; E_{II}/E_I \sim 2 - 2,5$$

findet, kann (1) nicht als eine nur zufällig geeignete Interpolationsformel gelten, sondern muss einen bestimmten physikalischen Sinn widerspiegeln.

Nach den grundlegenden Untersuchungen von Tubandt wandert bei der Elektrolyse fester Salze praktisch nur eine Ionensorte, so dass es zunächst denkbar wäre, derselben das bei gewöhnlichen Temperaturen massgeblichere Boltzmann-Glied mit der kleineren Energiestufe E_I zuzuordnen, den zweiten, nur bei hohen Temperaturen fühlbar werdenden Summanden jedoch mit der scheinbar unbeweglichen Ionenart zu verknüpfen. Diese Möglichkeit wird indessen durch die Ergebnisse von exakten Ueberführungsuntersuchungen an $NaCl$ und $PbCl_2$ widerlegt, welche bei so hohen Temperaturen angestellt sind, dass beide Summanden von (1) messbare Beiträge zum Gesamtleitvermögen liefern mussten; trotzdem wanderte innerhalb der Messgenauigkeit bei $NaCl$ nur das Na^+ -Ion, bei $PbCl_2$ nur das Cl^- -Ion. Da die Konstanten A_I , A_{II} aufzufassen sind als Mass für das Produkt aus Ionenbeweglichkeit und Gesamtzahl aller bei thermischer Ueber-

windung der Energiestufe E_I , bzw. E_{II} ablösbaren Ionen, hätte man ausserdem praktisch $A_I \sim A_{II}$ erwarten müssen, wogegen diese Grössen durchschnittlich gleich um 6 Zehnerpotenzen verschieden sind. Derselbe Umstand widerlegt auch jeden Versuch, (1) wegen $E_{II}/E_I \sim 2$ auf einen bisher unbekannten Quantenvorgang im idealen Kristallgitter zurückzuführen.

Nachdem die zu den beiden Energiestufen E_I , E_{II} gehörenden Ionen als chemisch gleichartig erkannt sind, haben wir wiederum einen Nachweis dafür erbracht, dass die Molekularbausteine der Realkristalle ausser im Zustand des idealen Gitterverbandes noch zumindest in einem weiteren Zustand vorhanden sein müssen. Die Bewährung von (2) für so verschieden gebaute Verbindungen wie $NaCl$, $PbCl_2$, K_2CrO_4 , usw. fordert eine Bedeutung der ausserhalb der idealen Gitteranordnung vorhandenen Kristallbausteine für den Mechanismus der Stromleitung, welche nur mit dem Kristallzustand, nicht aber mit der besonderen chemischen Beschaffenheit der Kristallsusbtanz zusammenhängen kann. Die naheliegende Annahme, dass man es wiederum mit einer Wirksamkeit der Lockerstellen zu tun hat, bestätigt sich, wenn man die Abhängigkeit der Konstanten in (1) von der Güte des Kristallbaues betrachtet, Während E_I , E_{II} , A_{II} für Kristalle verschiedener Herkunft, erstarrte Schmelzen und aus Pulvern gepresste Pastillen praktisch unveränderlich sind, nimmt A_I bei Vergrösserung der «inneren» freien Oberflächen zu, bei Steinsalz beispielsweise bis um etwa zwei Zehnerpotenzen. Gemäss der Erwartung, dass die energiereicheren und darum leichter ablösbaren Ionen jedenfalls mit den Abweichungen vom idealen Gitterbau zusammenhängen, ergibt sich, dass zumindest der erste Boltzmann-Term von (1) mit der Lockerstruktur in Verbindung zu bringen ist. Ob und in welcher Weise der zweite Summand aus dem idealen Gitterbau heraus zu verstehen ist, kann nur aus einer befriedigenden Deutung der universellen Konstantenverhältnisse (2) geschlossen werden. Die Geltung von (2) spricht jedenfalls wiederum für eine weitgehende Uebereinstimmung chemisch

ganz verschiedenartiger Kristalle in Bezug auf die Anzahl und räumliche Verteilung ihrer Lockerstellen. Ebenso wie aus den früher gestreiften Diffusionsvorgängen gewinnt man auf Grund der Leitfähigkeitserscheinungen den Eindruck, dass die Lockerstellen hohlraumartigen Charakter besitzen könnten.

Da eine numerische Berechnung der Energiestufen E_{II} mit Rücksicht auf die bei allen Grenzflächenproblemen auftretenden, noch ungelösten Schwierigkeiten bisher nicht gelungen ist, sei nur auf die zur Zeit wahrscheinlichste Deutung von (2) eingegangen. Nimmt man an, dass auch die zum zweiten Summanden der Leitfähigkeitsformel (1) gehörigen Ionen praktisch nur im Bereiche von Lockerstellen merklich beweglich sind, so kann man die Beweglichkeiten für beide Glieder annähernd gleichsetzen. Dann hat man A_{II}/A_I als Verhältnis sämtlicher Gitterionen zur Gesamtzahl aller für die Stromleitung nutzbaren Lockerionen der praktisch allein wandernden Ionensorte aufzufassen und erhält dafür 10^{-6} — offenbar noch einen unteren Grenzwert. Da wir oben für das Verhältnis zur Gesamtzahl aller Lockerionen 10^4 fanden, würde höchstens jedes 100te Lockerion an einer praktikablen Leitungsbahn gelegen sein. Diese Zahl scheint vernünftig, nachdem sie der Anzahl « grosser » Lockerstellen — Dauerzentren der Lenardphosphore — nahekommt. E_I muss dann als Ablösungsarbeit von Oberflächenionen gedeutet werden, E_{II} als Arbeitsaufwand um ein Ion aus dem Gitter heraus abzutrennen und an die Oberfläche einer Lockerstelle zu befördern; das Verhältnis E_{II}/E_I steht damit nicht in Widerspruch.

Wenn die geschilderte Auffassung zutrifft, muss sie im Stande sein, den Leitungscharakter der Ionenkristalle richtig wiederzugeben. Den Hauptanteil an der Stromleitung müssten jene geladenen Teilchen (Kationen, Anionen, Elektronen) haben, welche am Orte der Lockerstellen die geringste Ablösungsarbeit besitzen. Bei ein-einwertigen Ionenverbindungen muss das — in ausnahmsloser Uebereinstimmung mit der Erfahrung — das Kation sein, weil es starrer als das Anion

ist ⁽¹⁾. Bei ein-zweiwertigen Ionenverbindungen überwiegt die geringere elektrostatische Bindung des einwertigen Ions den Einfluss der Deformierbarkeit des anderen Ions, so dass stets das einwertige Ion bevorzugt wandern muss — wiederum in lückenloser Uebereinstimmung mit dem experimentellen Befund ⁽²⁾. In allen diesen Fällen sind die wanderungsfähigen Ionen so stabil, dass zur Abtrennung von Elektronen grössere Energiebeträge erforderlich wären, als zur Abtrennung der Ionen; man hat es mit reinen Ionenleitern zu tun. Im Augenblick, wo zweiwertige Anionen auftreten, ändern sich die Verhältnisse jedoch grundlegend. Ein freies zweiwertiges Anion ist instabil, und wenn es sich an einer Grenzfläche befindet, so ist das äusserste Elektron leichter ablösbar als ein zweiwertiges Kation. Dieser Fall liegt bei den aus Ionen bestehenden Erdalkalioxyden vor, welche praktisch reine Elektronenleiter sind. Bei einwertigen Kationen ist zwar die Elektronenablösungsarbeit grösser als jene der Kationen, doch kann die grössenordnungsmässig überwiegende Beweglichkeit der Elektronen diesen Unterschied wettmachen, so dass Kationen- und Elektronenleitung nebeneinander auftreten, wie das beim Schwefelsilber (Ag_2S) und Kupfersulfür (Cu_2S) nach Tubandt tatsächlich verwirklicht ist. Der Leitungscharakter der Ionenverbindungen erscheint somit in allen Fällen zutreffend vorausgesagt.

Während bei Ionenleitern $E_{II}/E_I \sim 2$ war, muss man bei Elektronenleitern mit einer wesentlich grösseren Verhältniszahl rechnen; in der Tat ist ja schon früher in anderem Zusammenhange darauf hingewiesen worden, dass der Unterschied zwischen den Elektronenablösungsarbeiten von Gitteranionen und Lockeranionen von der Grössenordnung der Gitterenergie sein muss. Für die Anionen der Erdalkalioxyde bedeutet das einen so hohen Betrag, dass der zweite Boltz-

⁽¹⁾ Dies hat kürzlich auch A. REIS — « ZS. f. Phys. », 44, 353, 1927 bemerkt.

⁽²⁾ C. TUBANDT und H. REINHOLD — « ZS. f. Elektrochem », 31, 84, 1925; E. FRIEDERICH — « ZS. f. Elektrochem. », 32, 576, 1926.

mann-Term in (1) hier einfach ausser Acht gelassen werden dürfte. Tatsächlich findet man auch, dass das Elektronenleitvermögen der Erdalkalioxyde durch die eingliedrige Beziehung

$$(3) \quad L = A_1 \cdot e^{-E_1/kT}$$

darstellbar ist, was einer sehr scharfen Bestätigung des Lockerstellenmechanismus der thermischen Erzeugung wanderungsfähiger Elektrizitätsträger in Ionenkristallen gleichkommt. Im Gegensatz zu der Ionenleitung erfolgt die Fortbewegung dieser Elektrizitätsträger bei den Elektronenleitern jedoch nicht unter Benutzung der Lockerstellen; die Elektronen laufen durch die ideal gebauten Kristallteile, wie das bereits oben anlässlich des Erregungsmechanismus der Leonardphosphore hervorgehoben worden ist.

Auf das Problem der Zunahme des Leitvermögens der Ionenkristalle mit der Feldstärke kann hier nicht näher eingegangen werden. Die genauere Untersuchung zeigt, dass der Lockerstellen-Mechanismus hier unter allen Umständen unentbehrlich ist. Er ermöglicht eine theoretische Begründung der empirisch gefundenen Proportionalität des bei beliebigen Feldstärken vorhandenen Leitvermögens mit dem Grenzleitvermögen bei der Feldstärke Null; ferner — unter Benutzung der vorhin bei mechanischer Verformung gefundenen Lockerionen-Zunahme — eine grössenordnungsmässig zutreffende Voraussage über den Betrag der Leitfähigkeitszunahme für Ionenleiter ⁽¹⁾.

7. ZUSAMMENFASSUNG UND SCHLUSS.

Im Vorstehenden ist zu zeigen versucht worden, dass man zur Wiedergabe sämtlicher Kristalleigenschaften mit der ersten Näherung des idealen Kristallgitters nicht das Auslangen finden kann. Auf den optischen Nachweis von «Locker-

⁽¹⁾ A. SMEKAL — « Arch. f. Elektrotechn. », 18, 525, 1927; « Wien. Anz. », 1927, S. 115; « ZS. f. techn. Phys. », 8, 561, 1927.

stellen » des Kristallbaues folgt die Schilderung von Methoden zu deren unmittelbarer Sichtbarmachung. Diese Methoden laufen auf eine neue, quantitativ gestützte Auffassung von der Beschaffenheit der Lenardphosphore und von dem Wesen der Kristallfärbungen hinaus, womit diese bisher ziemlich abseits gestandenen Gebiete mit der Kristallphysik in organischen Zusammenhang gebracht werden. Die Funktion der Lockerstellen wird hierauf im einzelnen verfolgt an zwei genauer durchgearbeiteten Eigenschaftsgebieten der Realkristalle, welche der Gittertheorie des Idealkristalls verschlossen geblieben waren. Die neue Fragestellung ergibt sowohl bei den Festigkeitseigenschaften wie beim elektrischen Leitvermögen der Ionenkristalle eine Reihe qualitativer und quantitativer Fortschritte, welche alle behandelten Erscheinungen gemeinsamen Gesichtspunkten unterzuordnen gestatten.

Für die Weiterführung der vorstehenden Betrachtungen kommt vor allem das Leitfähigkeitsproblem der Atomgitter in Betracht, welches die gemischte Leitung nichtpolar gebauter Verbindungen, die Halbleiter und die metallischen Leiter mit ihrer charakteristischen Verformungsempfindlichkeit des Leitvermögens umfasst. Ferner der Mechanismus der kristallinen Wärmeleitung, bei welchem den Lockerstellen als raumfesten Zerstreuungszentren für die Wärmewellen ein wesentlicher Anteil zukommen muss. Aehnliche Zerstreuungswirkungen sind auch für Licht- und Röntgenstrahlung denkbar. Endlich kann bei den magnetischen und piezoelektrischen Kristalleigenschaften, sowie im Verhalten sehr dünner Materialschichten eine massgebliche Auswirkung der Lockerstellen vorausgesehen werden, in chemischer Hinsicht auch bei allen Arten von « topochemischen » Reaktionsvorgängen.

Durch die Diffusions- und Leitfähigkeitseigenschaften der Ionenkristalle ist die Annahme nahegelegt, dass zumindest ein Teil der Lockerstellen hohlraumartigen Charakter besitzt. Als einfachstes anschauliches Modell vom Molekularbau der Realkristalle kann man daher ein Kristallgitter ansehen, aus welchem hin und wieder einzelne oder kleine Gruppen von

Gitterbausteinen entfernt sind; die Abmessungen der so entstehenden, unregelmässig verteilten Gitterhohlräume mögen überwiegend von molekularer Grössenordnung sein, zum Teil aber auch den Charakter eines labyrinthisch verzweigten, amikroskopischen Spaltennetzes tragen. Aus einer Reihe von Tatsachen, insbesondere den Festigkeitseigenschaften lässt sich schliessen, dass die räumliche Orientierung solcher spaltartiger Lockerstellen nicht willkürlich ist, sondern vorwiegend mit den makroskopischen Spaltebenenrichtungen des Kristallgitters zusammenfällt. Da die Spaltebenen jedenfalls Ebenen kleiner oder kleinster Wachstumsgeschwindigkeit der Kristalle sind, eröffnet sich damit eine Möglichkeit zum Verständnis der Entstehung der Lockerstellen beim Kristallisationsvorgang, sei es aus Dampf, Lösung oder Schmelze. Doch ist es bisher noch nicht geglückt, die scheinbar universelle, oben zu etwa 10^{-4} ermittelte Konzentration der Lockerbausteine eines Realkristalles auf Grund derartiger Vorstellungen abzuleiten.

FRANCK: Ich möchte Herrn Smekal fragen ob es Untersuchungen über das Leitvermögen an den plastischen Stellen gibt, da man dann erwarten sollte, dass es dort ein viel grösseres ist.

SMEKAL: Die einzige Untersuchung welche darauf angelegt war, einen solchen Effekt festzustellen, stammt von Joffé. Sie wurde aber im Temperaturbereich rascher Rekristallisation angestellt und ergab daher nur vorübergehende Leitfähigkeitszunahme. An bearbeiteten Kristallen und an Kristallkonglomeraten wurden stets grössere Leitfähigkeiten gefunden. Auch die Leitfähigkeitszunahme mit der Feldstärke geht auf eine quasi plastische Vermehrung der beweglichen Ionen zurück. Die zu erwartende Leitfähigkeitszunahme mit der plastischen Verformung dürfte daher wohl als vorhanden angesehen werde.

FERMI: Ich möchte fragen wie man sich diese plastische Deformation denken kann, ob es sich dabei um eine kontinuierliche Verschiebung handelt bei der alle Atome nur ein wenig von ihrer Gleichgewichtslage entfernt werden, sodass die ganze Struktur

dadurch gelockert wird, oder ob einige Atome vollständig von ihrer Ruhelage herausgedrängt werden und die anderen nahezu in derselben Lage bleiben und ob ein experimenteller Beweis für die eine oder die andere Möglichkeit besteht.

SMEKAL: Mit Rücksicht auf die Bildung diskreter Gleitebenen muss es sich tatsächlich um diskontinuierliche Veränderungen handeln. Für einzelne Atome ist dies nachweisbar an Phosphoren, das sind Realkristalle, deren Lockerstellen durch Fremdmetalatome verunreinigt sind. Diese Atome vermögen nach Erregung im Dunkeln nachzuleuchten. Bei plastischer Verformung erlischt die Phosphoreszenz. Aus ihren Bedingungen ist zu folgern, dass dabei beträchtliche Atomverschiebungen stattfinden können.

Sur l'absorption de la gravitation

par

M. Q. Majorana - Bologna

Quelques-uns de mes éminents Collègues du Congrès m'ont fait l'honneur de me demander des renseignements sur l'état actuel de mes recherches concernant l'absorption de la gravitation. Je n'avais nullement l'intention d'entretenir le Congrès sur ce sujet, car le cours de mes recherches n'est pas encore achevé. Je suis pourtant heureux d'adhérer à cette aimable demande, et je vais résumer très brièvement les résultats de mes études.

Le soupçon d'analogie entre la manifestation de la force gravifique et celle des autres forces naturelles, ainsi que quelques phénomènes cosmogoniques (p. e. la chaleur solaire), qui sont en désaccord avec des déductions de caractère géologique, m'ont amené à valoriser l'idée, qui d'ailleurs n'est pas nouvelle, que la force de gravitation puisse s'affaiblir, en se propageant à travers la matière pondérable. A cet égard on peut formuler de simples hypothèses et en déduire mathématiquement l'ordre de grandeur probable du phénomène, dont on suppose l'existence. J'ai développé ces conceptions et donné compte, dans des publications académiques précédentes ⁽¹⁾, des recherches expéri-

(1) Q. MAJORANA: *Sulla gravitazione* « Rendiconti R. Accademia dei Lincei »; XXVIII p. 165, 221, 313, 416, 450; XXIX p. 23, 90, 163, 235; XXX p. 75, 289, 350, 442; XXXI p. 41, 81, 141, 221, 343; R. Accademia dell'Istituto di Bologna, maggio 1922 — Voir aussi le résumé dans la « Revue générale des Sciences », 1922, p. 70.

mentales, qu'elles suggèrent et que j'ai accomplies jusqu'à présent.

Je rappellerai seulement ici que, d'après mes recherches théoriques, je suis parvenu à l'hypothèse que la force de gravitation puisse s'affaiblir selon la relation

$$f' = fe^{-hrd},$$

où f serait la valeur de la force, si elle se propageait librement *dans le vide*, r est l'épaisseur de la matière pondérable traversée, d la densité de cette matière, et h le *coefficient d'amortissement* de la force même.

Dans ces dix années dernières j'ai tâché de vérifier cette formule avec plusieurs dispositifs expérimentaux. Ceux-ci se basent tous sur l'emploi d'une balance de construction particulière, avec un fléau horizontal, oscillant autour d'un couteau dans un plan vertical. Présentement il me semble difficile de proposer l'emploi d'un autre dispositif. J'ai employé dans des expériences diverses une masse sphérique pesante, variable de 50 g. à 1200 gr. environs, entourée d'un *manteau ou écran mobile*.

Ce manteau est constitué d'une sphère ou bien d'un prisme, qui ont dans leur centre une cavité où se loge la susdite masse pesante, convenablement protégée et suspendue par un fil à un des bras de la balance. Le centre de gravité et de figure du manteau coïncide chaque fois avec le centre de gravité de la sphère pesante, ainsi que l'action newtonienne du manteau sur la sphère résulte complètement compensée. Le manteau est constitué, selon les cas, par une masse de mercure (104 Kg.), contenue dans un récipient cylindrique, ou par un cube de plomb, de 95 cm. de côté (9,7 tonnes environ), ou bien par des masses de plomb de dimensions plus petites. La sensibilité de la balance, observée sur une échelle verticale placée à une vingtaine de mètres, varie, selon les cas et selon la valeur de la masse pesante, entre 180 mm. et 8 mètres par milligramme. Avec ces dispositifs j'ai obtenu les résultats suivants.

La valeur de h se manifesta toujours supérieure à zéro,

ou bien inappréciable. Il ne m'est jamais arrivé de trouver pour h une valeur négative, sauf dans le cas d'une première expérience imparfaite de 1918, dans laquelle s'est vérifiée une cause d'erreur, imprévue que j'ai tout de suite éliminée.

Dans les cas, où h est résultée supérieure à zéro, sa valeur était comprise entre $6,66.10^{-12}$ et $2,8.10^{-12}$. Cette grandeur représenterait l'affaiblissement de la force gravifique, à travers la matière pondérable, pour l'unité de longueur et l'unité de densité; il reste à voir pourquoi la valeur de h apparaît si variable.

Mais, comme je viens de dire, je n'ai pas réussi dans certains cas, à cause des caractéristiques de construction de l'appareil employé à trouver, pour le coefficient h , une valeur moyenne, appréciable avec certitude.

Peut-être est-il prématuré pour moi de donner à présent une explication satisfaisante de cette variation. Mais dès maintenant je peux dire que lorsque je me suis trouvé en présence d'un tel résultat, la balance, employée par moi, avait été préparée avec des couteaux d'agate plutôt que d'acier. Peut-être pourrait-on déduire de ce fait que des perturbations d'un caractère magnétique interviennent dans le cas des couteaux d'acier. Mais j'ai pu écarter ce doute grâce à des contrôles, qu'il serait trop long de rappeler ici. D'ailleurs j'ai pu reconnaître que l'amortissement des oscillations de la balance est en général supérieur lorsqu'on emploie les couteaux d'agate, ce qui dépend de la plus grande difficulté que l'on trouve pour préparer des couteaux d'agate avec une arête aussi aigüe que celle des couteaux d'acier. Par conséquent l'amortissement des oscillations de la balance, si on le considère comme dépendant du frottement des couteaux, doit être une cause d'imprécision pour la mesure des déplacements très petits du fléau. Je crois donc digne de considération l'hypothèse que j'avance: les meilleures déterminations de l'effet, qu'on recherche peuvent être faites en employant d'excellents couteaux d'acier plutôt que d'agate.

Je suis heureux que le Congrès m'ait donné l'occasion

d'annoncer mes dernières conclusions, qui me déterminent à persévérer dans une recherche, laquelle aurait un si grand intérêt au point de vue théorique, si ses résultats étaient définitivement confirmés.

LORENTZ: Je félicite vivement Monsieur Majorana pour les résultats qu'il a obtenus dans une recherche si délicate et si difficile. Je suis persuadé qu'il a su se mettre à l'abri contre les nombreuses causes d'erreur, qui sont inévitables dans ce sujet. Sa recherche a certainement une importance extraordinaire et pour cela tous les membres du Congrès attendront avec un vif intérêt sa confirmation définitive.

CAPITOLO III

L'ELETTRICITÀ E LE SUE APPLICAZIONI

COMO, 13 SETTEMBRE 1927

Presidenza: MAJORANA, RUTHERFORD, MILLIKAN

Normal Attenuation in Electrical Conducting Networks

by

A. E. Kennelly - Cambridge (U. S. A.)

It was the discovery by Volta in 1799-1800 of the voltaic pile, circuit and conducting system, which has led directly to the development of electrical conducting networks, both in practice and in theory. It may therefore be appropriate to refer to Volta's epoch-making discovery, in offering this small contribution to the theory of networks at the Volta Memorial Congress in Como, on the centennial of his death.

INTRODUCTION

We may consider a single homogeneous electric-line conductor of uniformly distributed resistance and leakance, as indicated in Fig. 1,

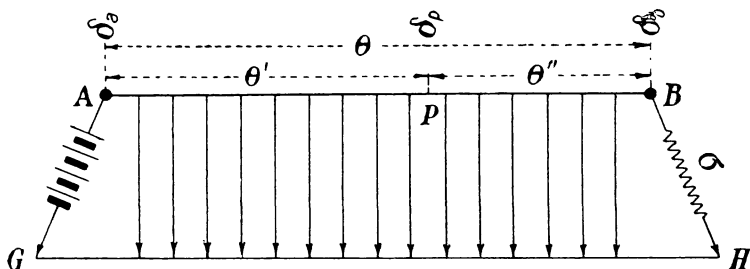


Fig. 1 — Uniform Single Line with EMF at A and load at B.

where AB is the line, such as a uniformly insulated telegraph line, with a voltaic battery applied steadily at the generator end or input end A. A receiving apparatus of

resistance σ is connected at the motor end, or output end, B . If the total conductor resistance in the line AB is R ohms, and the total dielectric leakance of the line is G mhos, then the line possesses or subtends a real hyperbolic angle, expressible in hyperbolic radians or « hyps »:

$$\theta = \sqrt{RG} \quad \text{hyps} \quad (1)$$

The characteristic resistance, or surge resistance, of the line is:

$$r_o = \sqrt{\frac{R}{G}} \quad \text{ohms} \quad (2)$$

If instead of a continuous emf., a simple sinusoidal emf. E_a , is applied at A , of f cyps, or cycles per second, the total conductor impedance becomes $Z = R + jX = R + j\omega L = R + j2\pi fL$ ohms $\angle$; and the total dielectric admittance becomes $Y = G + jB = G + jC\omega = G + j2\pi fC$ mhos $\angle$; where L is the total inductance in henries, X the total reactance in ohms, C the total capacitance in farads, B the total susceptance in mhos, and ω is the impressed angular velocity $2\pi f$ circular radians per second.

The angle θ of the line then becomes the complex quantity

$$\theta = \sqrt{ZY} \quad \text{hyps } \angle \quad (1a)$$

A complex hyperbolic angle $\theta = \theta_1 + j\theta_2$ hyps, may be regarded as composed of a real part θ_1 , associated with an arc of a hyperbola, and an imaginary part $j\theta_2$, interpretable as a real circular angle, associated with an arc of a circle. The surge impedance also becomes the complex quantity

$$z_o = \sqrt{\frac{Z}{Y}} \quad \text{ohms } \angle \quad (3)$$

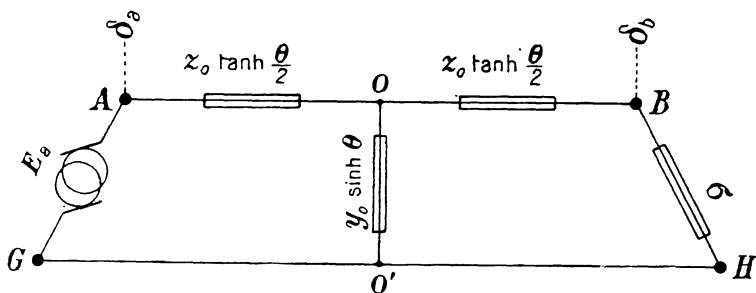
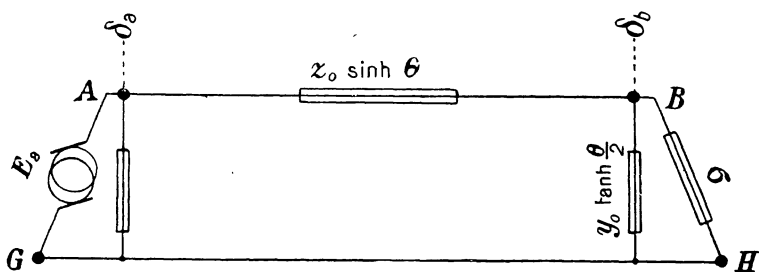
and its reciprocal, the surge admittance, the corresponding complex quantity

$$y_o = \sqrt{\frac{Y}{Z}} \quad \text{mhos } \angle \quad (4)$$

The load σ at B , also becomes a generalised selected impedance.

SIMPLE SYMMETRICAL EQUIVALENT NETS.

It is well known that if we are not interested in the electric conditions along the line of Fig. 1, and desire only to consider the conditions at the terminals AB , we may substitute for the line its equivalent T , as in Fig. 2, or its equivalent Π , as in Fig. 3.

Fig. 2 — Equivalent T of line in Fig. 1.Fig. 3 — Equivalent Π of line in Fig. 1.

In these Figures, the symbol $\equiv$ represents a definitely selected impedance with an assigned magnitude and power-factor, or size and slope. Each of these three-element networks may be said, on the principle of equivalence, to possess or subtend, between input terminals AG , and output terminals BH , the same complex angle θ as the conjugate smooth line of Fig. 1, and likewise the same surge impedance z_0 .

If we are interested in examining the electric conditions along the line AB Fig. 1, during the steady state, such as the potential, current and power at some point P , it is known that we may find the potential E_p , and the current I_p , from the corresponding values at either terminal in terms of the angular distances θ' and θ'' of P from the same:

$$E_a \cosh \theta' - I_a z_o \sinh \theta' = E_p = E_b \cosh \theta'' + I_b z_o \sinh \theta'' \text{ volts } \angle \quad (6)$$

$$I_a \cosh \theta' - E_a y_o \sinh \theta' = I_p = I_b \cosh \theta'' + E_b y_o \sinh \theta'' \text{ amperes } \angle (7).$$

When only the terminal values E_a , E_b , I_a , I_b , are considered, these become:

$$E_a = E_b \cosh \theta + I_b z_o \sinh \theta \quad \text{volts } \angle \quad (6a)$$

$$E_b = E_a \cosh \theta - I_a z_o \sinh \theta \quad \text{volts } \angle \quad (6b)$$

$$I_a = I_b \cosh \theta + E_b y_o \sinh \theta \quad \text{amperes } \angle \quad (7a)$$

$$I_b = I_a \cosh \theta - E_a y_o \sinh \theta \quad \text{amperes } \angle \quad (7b)$$

Another method ⁽¹⁾ is to assign a position angle δ_p to the point P , by finding the angle θ_b subtended by the load σ , from the relation:

$$\tan \theta_b = \sigma / z_o \quad \text{numeric } \angle \quad (8)$$

$$\text{or } \theta_b = \tanh^{-1}(\sigma / z_o) \quad \text{hyps } \angle \quad (9)$$

The position angle δ_b of the terminal B is then θ_b . The position angle of the terminal A is also

$$\theta_a = \theta + \delta_b \quad \text{hyps } \angle \quad (10)$$

Similarly, the position angle of the point P , distant θ'' from B is:

$$\theta_p = \theta'' + \delta_b \quad \text{hyps } \angle \quad (11)$$

Each and every point P along the line AB thus possesses a position angle. At this position angle, the potential is directly proportional to its sinh, the current to its cosh, and the impedance beyond, to their ratio the tanh. Thus,

⁽¹⁾ *Bibliography*, 5.

if C is a point on the line (such as one of the terminals), whose position angle is δ_c , with known potential E_c , and current I_c , then

$$\frac{E_p}{E_c} = \frac{\sinh \delta_p}{\sinh \delta_c} \quad \text{numeric } \angle \quad (12)$$

$$\frac{I_p}{I_c} = \frac{\cosh \delta_p}{\cosh \delta_c} \quad \text{numeric } \angle \quad (13)$$

$$\frac{Z_p}{Z_c} = \frac{\tanh \delta_p}{\tanh \delta_c} \quad \text{numeric } \angle \quad (14)$$

In particular, the impedance at and beyond any point P is

$$Z_p = z_o \tanh \delta_p \quad \text{ohms } \angle \quad (15)$$

from which (14) follows at once.

If the output terminal B is grounded; so that $\sigma = 0$, $\delta_b = 0$ and $\delta_a = \theta$,

$$R_{ag} = z_o \tanh \theta = R_{bg} \quad \text{ohms } \angle \quad (16)$$

while if the B terminal is opened or freed; so that $\sigma = \infty$, $\delta_b = j\frac{\pi}{2}$, and $\delta_a = \theta + j\frac{\pi}{2}$,

$$R_{af} = z_o \coth \theta = R_{bf} \quad \text{ohms } \angle \quad (17)$$

Here R_{ag} represents the impedance measurable at the terminals AG , when terminal B is grounded, and R_{af} the corresponding impedance at AG when terminal B is freed. Owing to the assumed symmetry and uniformity of the line AB , it follows that the impedances R_{bg} and R_{bf} , normally measured at terminals BH , when A is grounded and freed, should be respectively equal to R_{ag} and R_{af} .

From the two measurements (16) and (17), taken at either end of the line, we can determine the values of the line angle θ and surge impedance z_o , by taking their ratio and product:

$$\tanh \theta = \sqrt{R_{ag} / R_{af}} = \sqrt{R_{bg} / R_{bf}} \quad \text{numeric } \angle \quad (18)$$

$$\text{and} \quad z_o = \sqrt{R_{ag} \cdot R_{af}} = \sqrt{R_{bg} \cdot R_{bf}} \quad \text{ohms } \angle \quad (19)$$

We may therefore define the surge resistance z_o of a line or net, as the geometrical (vector) mean of its R_g and R_f at the pair of terminals considered, in conformity with (19). Similarly, the angle θ of a line or net may be regarded as being defined by (18).

The computation of θ from $\tanh \theta$ is a complicated process, when both are complex quantities, as in the ordinary alternating-current case; but by the use of charts ⁽¹⁾ and Tables of $\tanh \theta$, the process is greatly simplified.

The current received at BH (Figs. 1, 2 and 3), from the impressed emf. at AG , is:

$$I_b = \frac{E_a}{z_o \sinh \theta + \sigma \cosh \theta} = \frac{E_a}{Z_l} \quad \text{amperes } \angle \quad (20)$$

The receiving-end impedance Z_l of the line and load, is the denominator in the last expression, or

$$Z_l = z_o \sinh \theta + \sigma \cosh \theta \quad \text{ohms } \angle \quad (21)$$

If we assign to the load σ an impedance equal to the surge impedance z_o for the frequency used, the receiving-end impedance takes the value:

$$Z_l = z_o (\sinh \theta + \cosh \theta) = z_o \varepsilon^\theta \quad \text{ohms } \angle \quad (22)$$

so that Z_l , for a surge impedance load, becomes equal to that load multiplied by the complex exponent

$$\varepsilon^\theta = \varepsilon^{\theta_1 + j\theta_2} = \varepsilon^{\theta_1} \times \varepsilon^{j\theta_2} = \varepsilon^{\theta_1} \angle \theta_2 \quad \text{numeric } \angle \quad (23)$$

NORMAL ATTENUATION OVER A LINE.

In the case of the surge-impedance load $\sigma = z_o$, the value of the position angle at B is

$$\delta_b = \tanh^{-1} (z_o / z_o) = \tanh^{-1} 1 = \infty \quad \text{hypos} \quad (24)$$

⁽¹⁾ *Bibliography*, 8, 9.

so that the position angles along the line all become infinite, and the formulas (12), (13) and (14) are rendered unserviceable. We find, however, that at any point P , distant θ' from the input end A ,

$$E_p = E_a \varepsilon^{-\theta'} \quad \text{volts } \angle \quad (25)$$

$$I_p = I_a \varepsilon^{-\theta'} = E_a y_o \varepsilon^{-\theta'} \quad \text{amperes } \angle \quad (26)$$

$$\text{and} \quad Z_p = E_p / I_p = z_o \quad \text{ohms } \angle \quad (27)$$

$$\text{In particular, } E_b = E_a \varepsilon^{-\theta} \quad \text{volts } \angle \quad (25a)$$

$$I_b = I_a \varepsilon^{-\theta} \quad \text{amperes } \angle \quad (26a)$$

The potential and current thus fall off exponentially with the distance from A , or the attenuation is said to be «normal», since there are no reflected waves from B of either voltage or current, and the attenuation in the steady state is the same as that of a train of sinusoidal waves in the transient state. We may therefore define normal attenuation over a line or a net with angle θ , as being directly proportional to $\varepsilon^{-\theta}$.

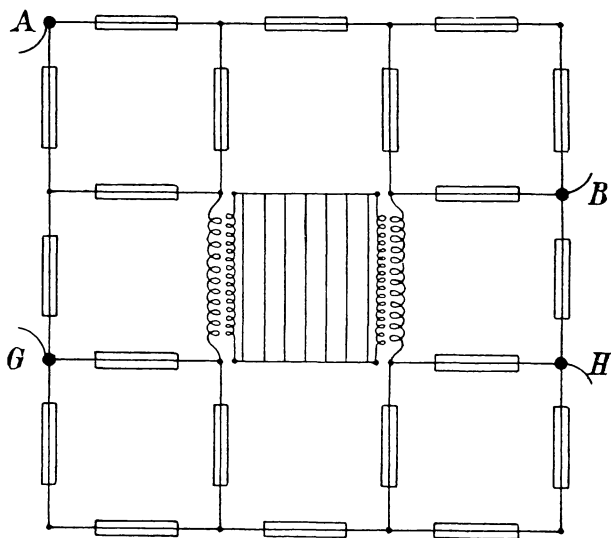


Fig. 4 — Particular Case of a Generalised Alternating-Current Net.

DISSYMMETRICAL EQUIVALENT NETS.

If we consider any unenergised network of conducting elements, each of which obeys alternating-current Ohm's law, such as that indicated in Fig. 4, we may make impedance measurements R_{ag} and R_{af} at the input terminals AG , with the output terminals BH , respectively shorted and opened. We may then make corresponding measurements R_{bg} and R_{bf} from the output terminals. We thus obtain, following (18) and (19),

$$\tanh \theta = \sqrt{R_{ag} / R_{af}} = \sqrt{R_{bg} / R_{bf}} \quad \text{numeric } \angle \quad (28)$$

the A -surge impedance

$$z_{0a} = \sqrt{R_{ag} \cdot R_{af}} \quad \text{ohms } \angle \quad (29)$$

the B -surge impedance

$$z_{0b} = \sqrt{R_{bg} \cdot R_{bf}} \quad \text{ohms } \angle \quad (30)$$

It can be shown that the ratios R_{ag} / R_{af} and R_{bg} / R_{bf} are the same⁽¹⁾; but the products $R_{ag} \cdot R_{af}$ and $R_{bg} \cdot R_{bf}$ differ, unless the net happens to be symmetrical with respect to the pairs of input and output terminals. We may, however, take the geometrical mean of z_{0a} and z_{0b} as the *geomean surge impedance* of the net; so that

$$z_{ab} = \sqrt{z_{0a} \cdot z_{0b}} = \sqrt[4]{R_{ag} R_{af} R_{bg} R_{bf}} \quad \text{ohms } \angle \quad (31)$$

while the square root ratio of z_{0a} / z_{0b} may be defined as the *inequality ratio* q of the net, or

$$q = \sqrt{z_{0a} / z_{0b}} = z_{0a} / z_{ab} = \sqrt[4]{\frac{R_{ag} \cdot R_{af}}{R_{bg} \cdot R_{bf}}} \quad \text{numeric } \angle \quad (32)$$

A net of any degree of complexity may thus be defined in terms of the three characteristic constants θ , z_{ab} and q . In the case of a symmetrical net, such as the single uniform line of Fig. 1, $q=1$, and the number of characteristic constants is reduced to the pair θ and z_o .

⁽¹⁾ *Bibliography*, 11.

The inequality ratio q may be regarded as a measure of the transformation ratio of the net, considered as a transformer.

The geomean surge impedance z_{ab} and its reciprocal y_{ab} are fundamental in network theory; since, multiplied by $\sinh \theta$, they form the architrave impedance of the equivalent Π , and the staff admittance of the equivalent T of the net, respectively, as is seen in Figs. 5 and 6.

If we know the three constants of a dissymmetrical net, with respect to a given set of input and output terminals, and at an assigned frequency, we may form the equivalent T and Π of the net in the manner indicated in Figs. 5 and 6;

$$\text{where } Q = \frac{q \cosh \theta - 1}{\sinh \theta} \quad \text{numeric } \angle \quad (33)$$

$$\text{and } \varnothing = \frac{\frac{1}{q} \cosh \theta - 1}{\sinh \theta} \quad \text{'' '' } \quad (34)$$

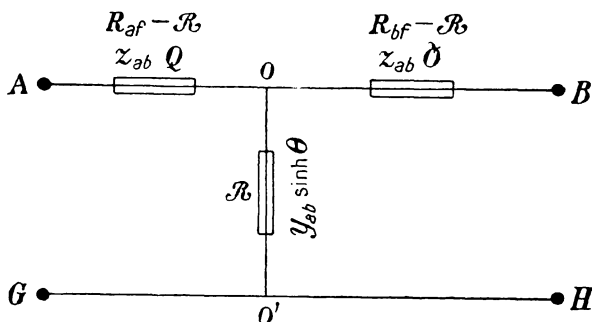


Fig. 5 — Equivalent T of Net in Fig. 4.

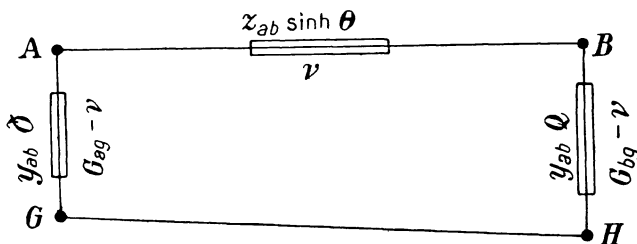


Fig. 6 — Equivalent Π of Net in Fig. 4.

These functions Q and $\mathcal{O}$ become equal to each other and to $\tanh(\theta/2)$, as in Figs. 2 and 3, when the inequality ratio $q=1$.

If an impedance load σ ohms $\angle$ is applied to the output terminals BH , the input voltage E_a and current I_a at AG , can be found, following (6a) and (7a), from the relations:

$$\begin{aligned} E_a &= q (E_b \cosh \theta + I_b z_{ob} \sinh \theta) \\ &= E_b (q \cosh \theta) + I_b (z_{ab} \sinh \theta) \quad \text{volts } \angle \quad (35) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I_a &= \frac{1}{q} (I_b \cosh \theta + E_b y_{ob} \sinh \theta) \\ &= I_b (\cosh \theta) / q + E_b (y_{ab} \sinh \theta) \quad \text{amperes } \angle \quad (36) \end{aligned}$$

Conversely, the output voltage and current E_b and I_b through the load σ at BH , can be found from the input values at AG , following (7a) and (7b) by the relations:

$$\begin{aligned} E_b &= \frac{1}{q} (E_a \cosh \theta - I_a z_{oa} \sinh \theta) \\ &= E_a (\cosh \theta) / q - I_a (z_{ab} \sinh \theta) \quad \text{volts } \angle \quad (37) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I_b &= q (I_a \cosh \theta - E_a y_{oa} \sinh \theta) \\ &= I_a (q \cosh \theta) - E_a (y_{ab} \sinh \theta) \quad \text{amperes } \angle \quad (38) \end{aligned}$$

Again, the position angle at BH , following (9), is:

$$\delta_b = \tanh^{-1} (\sigma / z_{ob}) \quad \text{hyps } \angle \quad (39)$$

were z_{ob} is the B surge impedance, measured from output terminals. The position angle at input terminals, following (10), is then:

$$\delta_a = \theta + \delta_b \quad \text{hyps } \angle \quad (40)$$

The relations between input and output voltages and currents, following (12), (13) and (14), are:

$$\frac{E_a}{E_b} = q \left(\frac{\sinh \delta_a}{\sinh \delta_b} \right) \quad \text{numeric } \angle \quad (41)$$

$$\frac{I_a}{I_b} = \frac{1}{q} \left(\frac{\cosh \delta_a}{\cosh \delta_b} \right) \quad \text{" } \angle \quad (42)$$

$$\text{and} \quad \frac{Z_a}{Z_b} = \frac{Z_a}{\sigma} = q^2 \left(\frac{\tanh \delta_a}{\tanh \delta_b} \right) \quad \text{" } \angle \quad (43)$$

The input impedance at AG , is also, following (15)

$$Z_a = z_{oa} \tanh \delta_a \quad \text{ohms } \angle \quad (44)$$

If we short the output terminals BH , $\sigma = 0$; so that $\delta_a = \theta$, and (43) becomes, following (16),

$$R_{ag} = z_{oa} \tanh \theta \quad \text{ohms } \angle \quad (45)$$

while if we free the output terminals, $\sigma = \infty$; so that $\delta_b = j \frac{\pi}{2}$, we have, following (17)

$$R_{af} = z_{oa} \tanh (\theta + j \pi / 2) = z_{oa} \coth \theta \quad \text{ohms } \angle \quad (46)$$

The output current received through σ , following (20), is:

$$I_b = \frac{E_a}{z_{ab} \sinh \theta + q \sigma \cosh \theta} \quad \text{amperes } \angle \quad (47)$$

or the receiving-end impedance is, following (21),

$$Z_l = z_{ab} \sinh \theta + q \sigma \cosh \theta \quad \text{ohms } \angle \quad (48)$$

NORMAL ATTENUATION OVER A NET, BETWEEN INPUT AND OUTPUT TERMINALS.

If we assign to the impedance σ the value $z_{ab}/q = z_{ob}$, the receiving-end impedance of the net, following (22), becomes:

$$Z_l = z_{ab} (\sinh \theta + \cosh \theta) = z_{ab} \epsilon^\theta \quad \text{ohms } \angle \quad (49)$$

We therefore find that a dissymmetrical net, like a uniform line or symmetrical net, under surge-impedance load, develops a receiving-end impedance equal to the geometric surge impedance multiplied by the exponent of the line angle.

Again, if in (39), we make $\sigma = z_{ob}$, we have $\tanh \delta_b = 1$, or $\delta_b = \infty$, a condition which corresponds to (24) for a symmetrical net. Following (25a) and (26a), we find on the dissymmetrical net:

$$E_b = E_a \frac{\epsilon^{-\theta}}{q} \quad \text{volts } \angle \quad (50)$$

$$\text{and} \quad I_b = I_a q \epsilon^{-\theta} \quad \text{amperes } \angle \quad (51)$$

The output scalar volt-amperes, or size ⁽¹⁾ of the vector output power is

$$P_b = |E_b I_b| = |E_a I_a \epsilon^{-2\theta}| = |I_b^2 \sigma| \quad \text{volt-amperes} \quad (52)$$

while the slope of the vector output power is the slope of the load, or

$$\overline{E_b I_b} = \overline{\sigma} \quad \text{radians or degrees} \quad (53)$$

taking the vector output power to local current standard phase at BH , or to the reference phase of I_b . In the case of a pure resistance load, or of a continuous-current net, the output power is reactanceless or all active, and is given by (52) in watts.

The size of the vector input power is

$$P_a = |E_a I_a| = |E_a^2 / z_{oa}| \quad \text{volt-amperes} \quad (54)$$

and its slope is the slope of z_{oa} to current phase at AG , or to the reference phase of I_a . In a continuous-current case, the slope of z_{oa} vanishes, and the input volt-amperes are all active watts.

It is evident from (50) and (51), that *over a dissymmetrical net, the voltage and current are subject to normal attenuation between input and output terminals, when σ is a B-surge-impedance-load.* The inequality ratio q must also, however, be taken into account.

Moreover, when $\sigma = z_{ob}$, the position angles at A and B being, by (39), indefinitely great, $\tanh \delta_a = 1$. Hence the input impedance, by (44), is ⁽²⁾

$$Z_a = z_{oa} \quad \text{ohms } \angle \quad (55)$$

Consequently, when a B -surge-impedance-load is applied to the output terminals of a dissymmetrical net, the input impedance of the net becomes equal to the A -surge-impedance.

⁽¹⁾ Following FLEMING, the «modulus» of a complex quantity is called its size, and the «argument» is called its slope.

⁽²⁾ Bibliography 12.

A numerical example of normal attenuation in a simple continuous case is shown in Fig. 7. Here a certain network is assumed to be the equivalent, between AG and BH , of the particular dissymmetrical T indicated, which has 1000 ohms in the A branch, 2000 ohms in the B branch, and 5000 ohms resistance, or 0.2 millimho conductance, in the staff. It is

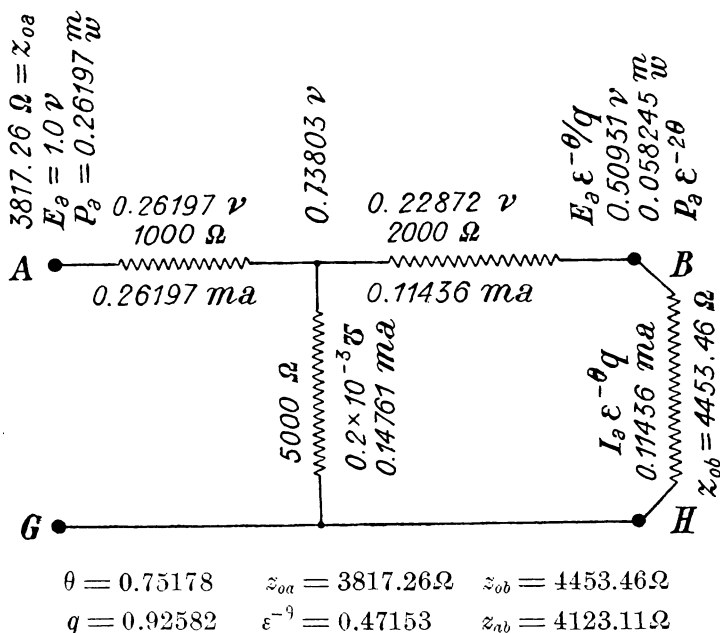


Fig. 7 — Particular case of general net zero frequency and normal attenuation between input and output terminals.

evident that an infinite number of different nets of resistance elements, arranged in varied degrees of complexity can satisfy this T ; because starting with this T , we may proceed to produce, by successive equivalent substitutions, from parts of the same, an infinite number of nets. Measuring from the input terminals, according to (28), we find $R_{ag} = 2428.57$ ohms, $R_{af} = 6000$, and from the ratio of these, $\tanh \theta = 0.636209$ and $\theta = 0.75178$. Similar measurements

from the output terminals BH , would give $R_{bg} = 2833.33$ ohms and $R_{bf} = 7000$. Any three of these four measurements will give the values of the surge-impedance z_{out} and z_{ob} shown in the Figure, as well as the ratio q , following (29) to (32).

When the terminals BH are closed through the B -surge-impedance load as shown, and E_a the impressed emf. at A is taken say as 1 volt, it is a matter of Ohm's law computation to find that at the input terminals, the resistance is $z_{out} = 3817.26$ ohms, the current therefore 0.26197 milliampere, and the power 0.26197 milliwatt. The output voltage of 0.50931, current 0.11436 milliampere and power 0.058245 milliwatt then follow (50), (51) and (52), so that normal attenuation exists over the net, between A and B . The output power is also equal to the input power multiplied

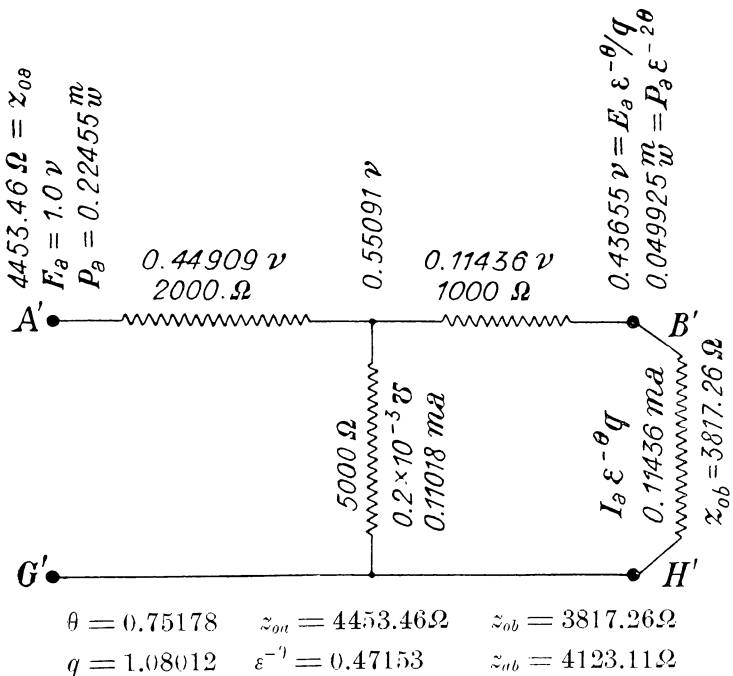


Fig. 8 — Same net as in Fig. 7, reversed as to input and output terminals.

by $\epsilon^{-2\theta}$, according to (52), since the net carries continuous currents only.

The corresponding conditions when the net is changed end-for-end, with respect to input and output, are presented in Fig. 8. Here σ is 3817.26 ohms and 1 volt is applied at $A'G'$, on the 2000-ohm arm. The input current and power are different from those in Fig. 7; but the output current 0.11436 milliampere, is the same; because the receiving-end impedance $z_{ab} \epsilon^{\theta} = 8744.15$ ohms, by (49); is the same from both ends of the net. The input impedance now takes the value 4453.46 ohms. Normal attenuation applies to both voltage and current. The entering or input current in Fig. 8 is q^2 times that in Fig. 7.

In Fig. 9, the same dissymmetrical T and implied net of Fig. 7 is indicated with the A - and B -surge impedances

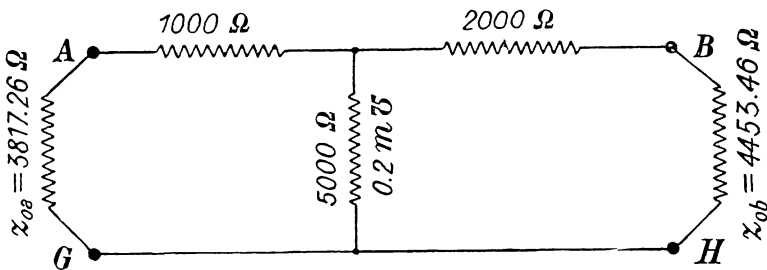
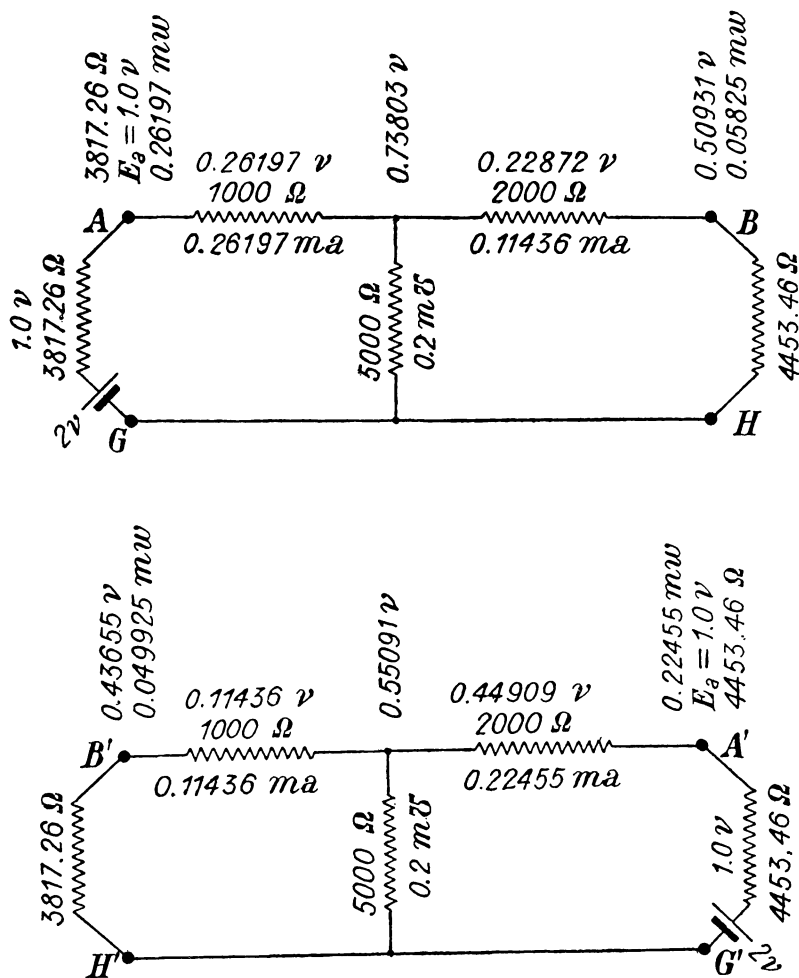


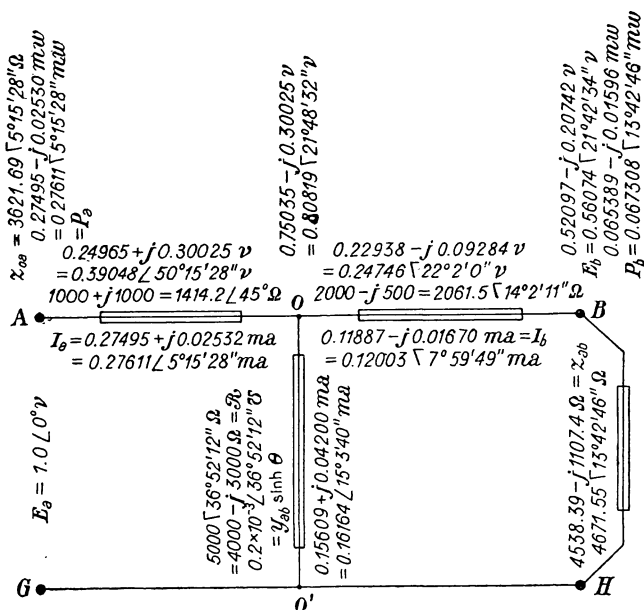
Fig. 9 — Net equalised for output currents by connecting surge-impedance loads to the two ends.

permanently connected across their respective terminals. A continuous emf. of 2 volts, without internal resistance is inserted, first at the A end, and then at the B end, in Figs. 10 and 11 respectively. The conditions of Figs. 7 and 8 are thus automatically repeated, with 1 volt impressed at input terminals and 0.11436 milliampere delivered at output terminals in each case. Consequently, when a network has its opposite pairs of terminals closed through their respective surge impedances, the same emf. inserted at each end in turn will deliver the same current strength, with normal atte-

uation in transmission. This proposition has been published by Johnson (Bibliography 12), and he has named z_{on} and z_{ob} *image impedances* on account of this property.



Figs. 10 and 11 — Conditions of voltage, current and power in net of Fig. 9, when an EMF, of 2 volts is inserted at each end in turn.



$$R_{ag} = 2388.6 + j476.68 = 2435.7 \angle 11^\circ 17' 10'' \Omega;$$

$$R_{bg} = 3137.9 + j155.2 = 3141.8 \angle 2^\circ 49' 52'' \Omega$$

$$R_{af} = 5000 - j2000 = 5385.2 \angle 21^\circ 48' 5'' \Omega;$$

$$R_{bf} = 6000 - j3500 = 6946.2 \angle 30^\circ 15' 23'' \Omega$$

$$\tanh \theta = 0.67253 \angle 16^\circ 32' 37'';$$

$$\theta = 0.70577 + j0.30512 = 0.70577 + j0.19425 \text{ hyp.}$$

$$z_{oa} = 3621.69 \angle 5^\circ 15' 28'' \Omega; \quad z_{ob} = 4113.3 \angle 8^\circ 29' 7'' \Omega;$$

$$z_{ob} = 4671.6 \angle 13^\circ 42' 46'' \Omega$$

$$q = 0.88049 \angle 4^\circ 13' 39''; \quad \frac{1}{q} = 1.13573 \angle 4^\circ 13' 39'';$$

$$\epsilon^{-\theta} = 0.49373 \angle 17^\circ 28' 56''$$

$$\epsilon^{-2\theta} = 0.24377 \angle 34^\circ 57' 53''; \quad q\epsilon^{-\theta} = 0.43472 \angle 13^\circ 15' 17'';$$

$$\frac{\epsilon^{-\theta}}{q} = 0.56074 \angle 21^\circ 42' 34''$$

$$\sinh \theta = 0.82265 \angle 27^\circ 23' 05'';$$

$$\cosh \theta = 1.22322 \angle 10^\circ 50' 28'';$$

$$y_{oa} = 0.27611 \times 10^{-3} \angle 5^\circ 15' 28'' \text{ U}$$

Fig. 12 — Alternating-current net with normal attenuation.

ALTERNATING-CURRENT NET.

NUMERICAL EXAMPLE OF NORMAL ATTENUATION.

An alternating-current net with B -surge-impedance load and resulting normal attenuation is indicated in Fig. 12. Here the equivalent T of the net has $1000 + j1000$ ohms in the AO branch, $2000 - j500$ in BO , and $4000 - j3000$ in oo' . The load σ at BH is made equal to the B -surge-impedance $4671.55 \angle 13^\circ 42' 46''$. Under these conditions, the input impedance at AG terminals becomes equal to z_{oa} . With 1.0 volt applied at AG , to standard phase, the output current is $0.12003 \angle 7^\circ 59' 49''$ milliamperes, and the input current $0.27611 \angle 5^\circ 15' 28''$ milliamperes. The ratio of these is $0.43472 \angle 13^\circ 15' 17''$, which is $q\varepsilon^{-\theta}$. The output voltage is also $0.56074 \angle 21^\circ 42' 34''$, which is $\varepsilon^{-\theta}q$. The output vector power is $0.067308 \angle 13^\circ 42' 46''$ milliwatts, to local current standard phase, and the input vector power $0.27611 \angle 5^\circ 15' 28''$ milliwatts. The ratio of the sizes is 0.24377 , which is also the size of $\varepsilon^{-2\theta}$; while the slope of the output vector power is that of the load σ .

CONDITIONS FOR MAXIMUM POWER OUTPUT
FROM A CONTINUOUS-CURRENT NET UNDER CONSTANT INPUTS.

Referring to formula (47) for the output current I_b from a net, the output power in a load of resistance σ devoid of reactance will be $I_b^2 \sigma$ watts. If we examine the value of σ in order that the active power output may be a maximum, we find it to be

$$\sigma = z_{ob} \tanh \theta = R_{b\theta} \quad \text{ohms} \quad (56)$$

In this case, the second term of the receiving-end impedance in (48) will be just equal to the first. This means that for maximum power output, the load should be equal to the resistance of the net measured from the output terminals

when the opposite pair are shorted. This result is in conformity with those that have been known to apply to symmetrical nets formed by long telegraph lines ⁽¹⁾. The proposition has been published by Johnson (Bibliography 12).

For the dissymmetrical alternating-current net, however, when $\sigma = z_{ob} \tanh \theta$, equation (39) shows that $\delta_b = \theta$; so that $\delta_a = 2\theta$. Consequently, *when the load has an impedance equal to R_{bg} , the B position angle is θ , and the A position angle is 2θ* . We then have from (44)

$$Z_a = z_{oa} \tanh 2\theta \quad \text{ohms } \angle \quad (57)$$

and
$$I_a = \frac{E_a}{Z_a} = \frac{E_a}{z_{oa} \tanh 2\theta} \quad \text{amperes } \angle \quad (58)$$

Here the input emf. is taken as of standard phase. The input volt-amperes or size of the vector power at *A*, is:

$$|P_a| = |E_a \cdot I_a| = \left| \frac{E_a^2}{z_{oa} \tanh 2\theta} \right| \quad \text{volt-amperes} \quad (59)$$

Of this the active component p_a is obtained by applying the cosine of the input impedance slope $\overline{Z_a}$, or

$$p_a = |P_a| \cos \overline{Z_a} \quad \text{active watts} \quad (60)$$

At the *BH* terminals, the output voltage is

$$E_b = \frac{E_a}{2q \cosh \theta} \quad \text{volts } \angle \quad (61)$$

or half that wit *BH* open, and the output current is

$$I_b = \frac{E_b}{\sigma} = \frac{E_b q}{z_{ab} \tanh \theta} = \frac{E_a}{2z_{ab} \sinh \theta} = \frac{E_a v}{2} \quad \text{amperes } \angle \quad (61)$$

Under the load R_{bg} therefore, the output current has the same phase as when the BH terminals are shorted, and one half the magnitude.

⁽¹⁾ Bibliography, 2, 4, 7.

The output volt-amperes, or size of the vector power at BH , is:

$$|P_b| = |E_b \cdot I_b| = \left| \frac{E_a^2}{2 z_{oa} \sinh 2\theta} \right| \quad \text{volt-amperes} \quad (62)$$

and the active component of this vector power is obtained by applying the cosine of the slope of σ or $\cos \bar{\sigma}$. That is:

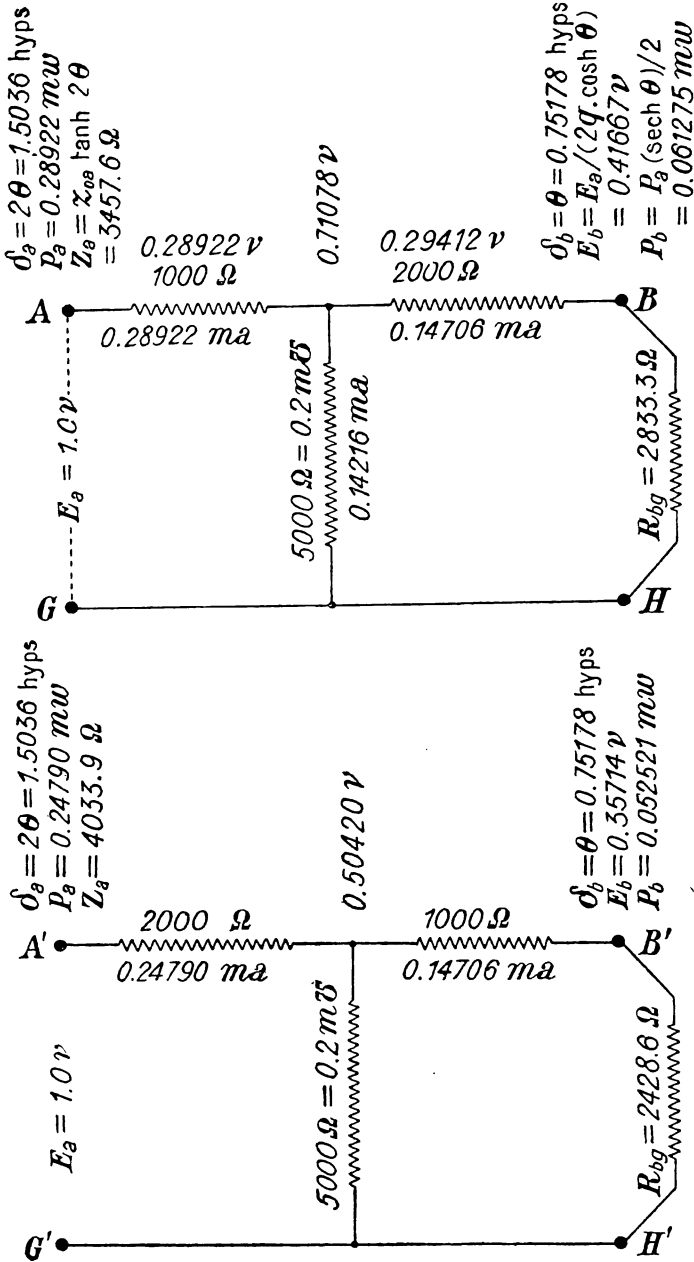
$$p_b = |P_b| \cos \bar{\sigma} = |P_b| \cos \overline{z_{ob} \tanh \theta} \quad \text{active watts} \quad (63)$$

In the continuous-current case, the slopes of the powers at each end disappear, and the efficiency of power transmission over the net is:

$$\eta = \frac{p_b}{p_a} = \frac{1}{2 \cosh 2\theta} = \frac{\operatorname{sech} 2\theta}{2} \quad \text{numeric} \quad (64)$$

When the angle θ of the net approaches zero; so that the losses of power in the net are very small, $\cosh 2\theta$ approaches unity, and η approaches 0.5. This indicates that the efficiency of a continuous-current net of any kind approaches 50 per cent, at maximum power delivery, as the net is electrically shortened. In any practical case of a power-transmission net, however, the power output is ordinarily much less than the maximum possible, and the actual load resistance much greater than R_{bg} . The working efficiency of the net is therefore ordinarily considerably greater than 50 %. Similar considerations apply to the output of an ordinary continuous-current separately excited dynamo machine. It has long been recognised that the theoretical maximum power output was obtainable when the external load resistance was equal to the internal armature resistance, with a resulting efficiency of 50 %. Ordinarily, however, the external load resistance is much greater than the armature resistance, and the efficiency considerably in excess of 50 %.

Figs. 13 and 14 present the conditions found on any continuous-current net equivalent to the T of Fig. 7, with 1 volt impressed at input terminals and a load of R_{bg} ohms at BH . In Fig. 13, the short arm of the T receives the



Figs. 13 and 14 — Net of Fig. 7 with load of R_{bg} for maximum power delivery, under constant impressed EMF.

input voltage, and in Fig. 14, the long arm. In both cases the delivered current is 0.14706 milliampere, which is half the current strength that would be delivered through a short circuit at BH .

In Fig. 15, curves are shown for the output voltage, current, power and net efficiency, in the case of Fig. 13, as a function of the load resistance at BH . At short circuit, or $\sigma = 0$, the output current is a maximum at 0.29412 milliampere; while all the other quantities plotted are zero. As the load resistance is increased, the output current falls off; but the output voltage and power rise. The output power reaches a maximum of 0.061275 milliwatt at $\sigma = R_{bg} = 2833.3$ ohms; when the current has fallen to 0.14706 milliampere. As σ approaches infinity, η approaches its maximum value $\Re / R_{af}$.

If the load σ on a dissymmetrical alternating-current net is made equal to $R_{bf} = z_{ob} \coth \theta$, (the impedance as measured at B terminals, with the A terminal open), equation (39) shows that $\delta_b = \theta + j\frac{\pi}{2}$, and hence $\delta_a = 2\theta + j\frac{\pi}{2}$. The impedance Z_a at A , is then:

$$Z_a = z_{oa} \coth 2\theta \quad \text{ohms } \angle \quad (65)$$

and the voltage E_b at B terminals becomes

$$E_b = \frac{I_a}{2y_{ob} \sinh \theta} = \frac{I_a \Re}{2} \quad \text{volts } \angle \quad (66)$$

which corresponds to (61). Under the load R_{bf} therefore, the output voltage E_b has the same phase as when the BH terminals are open, and one half the magnitude.

In the continuous-current case, the power input is

$$p_a = I_a^2 Z_a = I_a^2 z_{oa} \coth 2\theta \quad \text{watts} \quad (67)$$

and the power output

$$p_b = E_b^2 / \sigma = \frac{I_a^2 z_{oa}}{2 \sinh 2\theta} \quad \text{watts} \quad (68)$$

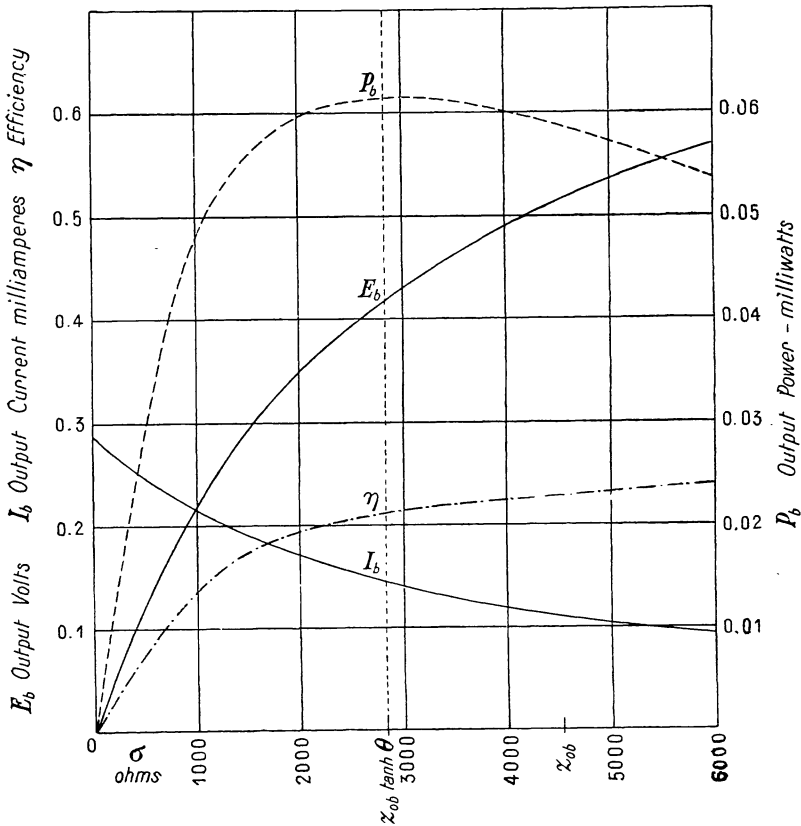


Fig. 15 — Curves applying to case of Fig. 13, as the resistance of the load is varied from 0 to 6000 ohms.

So that the efficiency of power transmission over the net is

$$\eta = \frac{p_b}{p_a} = \frac{1}{2 \cosh 2\theta} = \frac{\operatorname{sech} 2\theta}{2} \quad \text{numeric} \quad (69)$$

which is the same as in the constant-voltage input case, by (64). In Fig. 15, the efficiency at maximum output is 0.2119, which agrees with $\frac{\operatorname{sech} 1.5036}{2}$.

If with constant-current input I_a , in a dissymmetrical continuous-current net, we examine the conditions for ma-

Fig 16, for the particular continuous-current net already discussed. The efficiency in the last case is $\varepsilon^{-2\theta} = 0.2223$, as already noted.

*Maximum Active Power Output in Dissymmetrical
Alternating-Current Nets.*

It can be shown that the above proposition apply to alternating-current nets, when the impedance of the load is the conjugate of the impedance of the net from the B terminals. It has already been proved by Johnson (Bibliography 12) that the maximum active power obtainable under constant impressed voltage at A , is when the impedance of the load is the conjugate of the impedance R_{bg} as measured from B terminals with the A terminals shorted. Similarly, it can be proved that under constant impressed current strength at A , the maximum output at B is obtained when the impedance of the load is the conjugate of the impedance R_{bf} , as measured at B with the A terminals open. These results are in conformity with those that apply to long alternating-current telegraph lines. (Bibliography 2, 4, 7). For the condition of constant impressed power, however, a proof of the conjugate impedance proposition for the general alternating-current net, has not been obtained.

CONCLUSIONS.

1. A generalised alternating-current net of angle θ and inequality ratio q , develops a type of normal attenuation ($q\varepsilon^{-\theta}$ or $\varepsilon^{-\theta}/q$) in regard to the transmitted current and voltage, when the load impedance at output terminals is equal to z_{ob} the surge impedance from that end (Figs. 7, 8 and 14).

2. Under the same conditions as in (1), the sending-end impedance becomes equal to z_{oa} , the sending-end surge impedance; while the receiving-end impedance of the net becomes $z_{ab} \varepsilon^{\theta}$ ohms; or is the product of the geomean surge impedance and the exponent of the line angle.

3. Any dissymmetrical net can be balanced with respect

to current delivery, by connecting loads to the output and input terminals, equal respectively to the surge impedances at the same. The introduction of a given emf. into either end of the closed system will then produce the same current at opposite terminals (Figs. 9, 10 and 11). (Bibliography 12).

4. When the load σ at output terminals is made equal to R_{by} (the impedance there measured when the input terminals are shorted), the output position angle becomes equal to the net angle θ , and the input position angle 2θ . This makes the receiving-end impedance double the architrave impedance $z_{ab} \sinh \theta$, or the output current is half of that received with shorted output terminals, the current phase remaining unchanged (Figs. 13 and 14).

5. When the load σ at output terminals is made equal to R_{bf} , (the impedance there measured when the input terminals are free), the output position angle becomes $\theta + j \frac{\pi}{2}$ and the input position angle $2\theta + j \frac{\pi}{2}$. The output voltage is then half of that received at open B terminals, with I_a constant, the phase remaining unchanged.

6. In a continuous-current net, the maximum power output is obtained when the resistance of the load σ is:

a) $R_{by} = z_{ob} \tanh \theta$, under constant voltage E_a .

b) $R_{bf} = z_{ob} \coth \theta$, under constant current I_a ,

c) $\sqrt{R_{by} \cdot R_{bf}} = z_{ob}$, under constant power p_a .

The efficiency in a) and b), is $\frac{\operatorname{sech} 2\theta}{2}$ or $\frac{1}{2 \cosh 2\theta}$ or $\frac{1}{\epsilon^{2\theta} + \epsilon^{-2\theta}}$.

In c) it is $\epsilon^{-2\theta}$ or $\frac{1}{\epsilon^{2\theta}}$.

7. In any single-frequency alternating current net, the maximum active power output is obtained when the impedance of the load σ is the conjugate of the above impedance in a) and b) respectively.

8. In any alternating-current net, under conditions of either a) or b), the output voltage E_b is half that with the BH terminals open, and the output current I_b half that with the BH terminals shorted.

LIST OF SYMBOLS EMPLOYED

- A, B - Input and output ends of a net.
 $B = C\omega$ - Total susceptance of a line (mhos).
 C - Total capacitance of a line (farads).
 δ_a, δ_b - Position angles at input and output terminals of a line or net (hypos $\angle$)
 δ_p - Position angle at a point P on a uniform line (hypos $\angle$).
 $\varepsilon = 2.71828\dots$ - Napierian base.
 E_a, E_b - EMF at input and output terminals of any net (volts $\angle$).
 E_c - EMF. at any point C , such as a terminal, where the position angle and voltage are known on a uniform line (volts $\angle$).
 E_p - EMF. at any point P on a uniform line (volts $\angle$).
 $\eta = p_b / p_a$ - Efficiency of power delivery of a net (numeric).
 $\theta = \theta_1 + j\theta_2$ - angle subtended by a net or line (hypos $\angle$).
 θ', θ'' Angular distance of a point P from the A and B ends of a line (hypos $\angle$).
 f - Impressed alternating-current frequency (cycles per second).
 G - Total leakage conductance of a line (mhos).
 I_a, I_b - Current strengths at A and B ends of a net (amperes $\angle$).
 I_p - Current strength at any point P on a uniform line (amperes $\angle$).
 $j = \sqrt{-1}$.
 L - Total inductance of a uniform line (henrys).
 ν - Admittance of an equivalent - Π architrave (mhos $\angle$).
 P_a, P_b - Vector power input and output of a net (watts or. volt-amperes $\angle$).
 p_a, p_b - Active power input and output of a net (watts)
 $Q = \left(\frac{q \cosh \theta - 1}{\sinh \theta} \right)$ - function used in equivalent T and Π of a net (numeric $\angle$).

$\phi = \left(\frac{\frac{1}{q} \cosh \theta - 1}{\sinh \theta} \right)$ - function used in equivalent T and Π of a net (numeric $\angle$).

$q = \sqrt{z_{oa}/z_{ob}}$ - Inequality ratio of a net (numeric $\angle$).

R - Total resistance of a line (ohms).

R_{ag}, R_{af} - Impedance measured at input terminals of a net when the output terminals are respectively shorted (grounded) and freed (ohms $\angle$).

R_{bg}, R_{bf} - Impedances measured at output terminals of a net when the input terminals are respectively shorted (grounded) and freed (ohms $\angle$).

$\mathfrak{R}$ - Impedance of an equivalent $-T$ staff (ohms $\angle$).

$r_o = \sqrt{R/G}$ - Surge resistance of a continuous-current line (ohms).

σ Impedance of a load connected to output terminals of a net (ohms).

X - Total reactance of a line (ohms).

Y - Total admittance of a line (mhos $\angle$).

$y_o = 1/z_o$ - Surge admittance of a symmetrical net (mhos $\angle$).

$y_{ab} = 1/z_{ab}$ - Geomean surge admittance of a dissymmetrical net (mhos $\angle$).

Z_a, Z_b - Impedance of a net at its input terminals and of its output load (ohms $\angle$).

$Z_l = E_a/I_b$ - Receiving-end impedance of a net including that of the load (ohms $\angle$).

$z_o = \sqrt{R_g R_f}$ - Surge impedance of a line or symmetrical net (ohms $\angle$).

z_{out}, z_{ob} - Surge impedances of a dissymmetrical net, as measured from the A and B terminals respectively (ohms $\angle$).

$z_{ab} = \sqrt{z_{out} z_{ob}}$ - Geomean surge impedance of a dissymmetrical net (ohms $\angle$).

ω - Angular velocity of impressed alternating current (cycles per second).

P - Size or modulus of a complex quantity P .

$\overline{P}$ - Slope or argument of a complex quantity P .

$\angle$ - Sign of a complex quantity.

∞ - Sign of infinitely large quantity.

BIBLIOGRAPHY

WITHOUT PRETENSIONS AS TO COMPLETENESS

1. *On the Fall of Pressure in Long-Distance Alternating-Current Conductors* - A. E. KENNELLY, «Electrical World N. Y.», Vol. 23, p. 17 Jan. 1894.
2. *The Best Resistance for the Receiving Instrument on a Leaky Telegraph Line* - W. E. AYRTON & C. - S. WHITEHEAD, «Jour. Inst. Elec. Engrs.», London, Vol. 23, Part 3, p. 327, March. 1894.
3. *Leerlauf und Kurzschluss* - L. LA COUR, 1904.
4. *The Alternating-Current Theory of Transmission Speed over Submarine Telegraph Cables* - A. E. KENNELLY, «Proc. Int. Elec. Congress, St. Louis», Vol. I, p. 68. 1904,
5. *Artificial Lines for Continuous Currents in the Steady State* - A. E. KENNELLY. «Proc. Am. Ac. of Arts & Sc.», Vol. 44, p. 97, Aug. 1908.
6. *Cisoidal Oscillations* - G. A. CAMPBELL, «Trans. A. I. E. E.», Vol. 30, Part 2, p. 873, April 1911.
- 6a. *The Propagation of Electrical Currents in Telephone and Telegraph Conductors* - J. A. Fleming. London 1911.
7. *The Application of Hyperbolic Functions to El. Eng. Problems* - A. E. KENNELLY, «University of London Press.», 1911.
8. *Tables of Complex Hyperbolic and Circular Functions* - A. E. KENNELLY, «Harvard University Press», 1913.
9. *Chart Atlas of Complex Hyperbolic and Circular Functions* - A. E. KENNELLY, «Harvard University Press.», 1913.
10. *Artificial Electric Lines* - A. E. KENNELLY, Mc. Graw-Hill. Book Co., 1917.
11. *Dissymmetrical Electrical Conducting Networks* - A. E. KENNELLY, «Trans. A. I. E. E.», Feby., 1923.
12. *Transmission Circuits for Telephone Communication* - E. H. JOHNSON, Western Electric Co. N. Y. 1924.

Kettenleiter und Wellensiebe

von

K. W. Wagner - Berlin

I. ALLGEMEINES.

1. *Begriff des Kettenleiters.* – In der Elektrotechnik begegnet man häufig Anordnungen, die man als eine *Kette* von gleichartigen elektrischen Stromkreisen betrachten kann; ich habe sie seinerzeit als « *Kettenleiter* » bezeichnet ⁽¹⁾. Wohlbekannte Beispiele sind die Serienfunkenstrecke und der Kettenisolator, die reine Kapazitätsketten darstellen (Bild 1); ferner künstliche Telegraphenkabel (Bild 2), Widerstandsdekaden (Bild 3) und pupinisierte Leitungen (Bild 4). Das allgemeine Schema dieser Kettenleiter wird durch die in Bild 5 links gezeichneten Schaltungen dargestellt, die man sich aus den rechts daneben gezeichneten Elementen oder Gliedern zusammengesetzt denken kann. Die mit $\Re$ und $\Im$ bezeichneten Teile sollen Stromzweige darstellen, die aus Widerständen, Induktivitäten und Kapazitäten in beliebiger Anordnung bestehen; zugleich wollen wir unter $\Re$ den (komplexen) Scheinwiderstand, unter $\Im$ den (komplexen) Scheinleitwert der betreffenden Anordnung verstehen.

Das Kettenglied erster Art ist ein Dreieck, das Kettenglied zweiter Art ein Stern; die daraus gebildeten Kettenleiter unterscheiden sich aber nur am Anfang (A_1, A_2) bzw. Ende (E_1, E_2).

⁽¹⁾ K. W. WAGNER, *Die Theorie des Kettenleiters nebst Anwendungen.* « Archiv für Elektrotechnik », Bd. 3, S. 315, 1915.

Die Verteilung der Ströme und Spannungen längs des Kettenleiters kann man mit Hilfe der Theorie der Kettenbrüche oder der linearen Gleichungen berechnen, was in der Tat

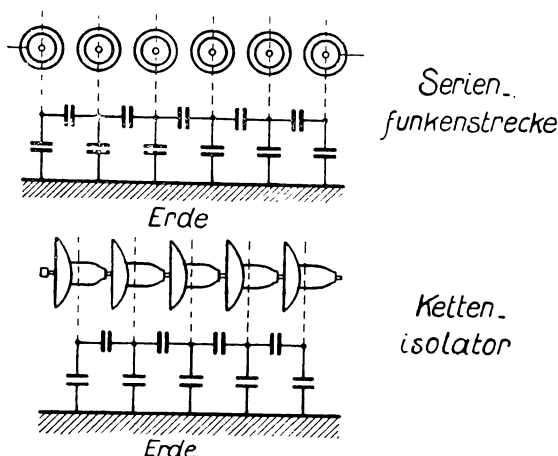


Bild 1 — Beispiele für Kettenleiter aus Kapazitäten.

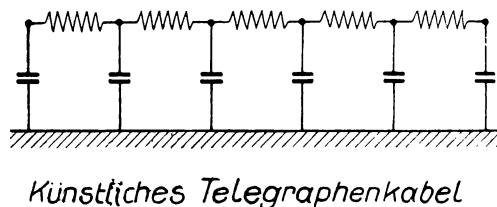


Bild 2 — Kettenleiter aus Widerständen und Kapazitäten.

früher für bestimmte Spezialfälle geschehen ist ⁽²⁾. Auf eine sehr viel elegantere Weise lässt sich aber dieses Ziel durch eine Verallgemeinerung der Theorie der homogenen Leitungen erreichen (siehe die Literaturstelle der Fussnote 1).

⁽²⁾ Siehe zum Beispiel A. VASCHY, «Annales Télégraphiques» Bd. 11, S. 24, Paris 1884; *Traité d'électricité et de magnétisme*, Bd. 2, S. 75, Paris 1890.

2. *Die homogene Leitung.* – Eine solche Leitung habe auf der Längeneinheit der Widerstand R , die Induktivität L , die Ableitung G und die Kapazität C . Es sei U_e die Span-

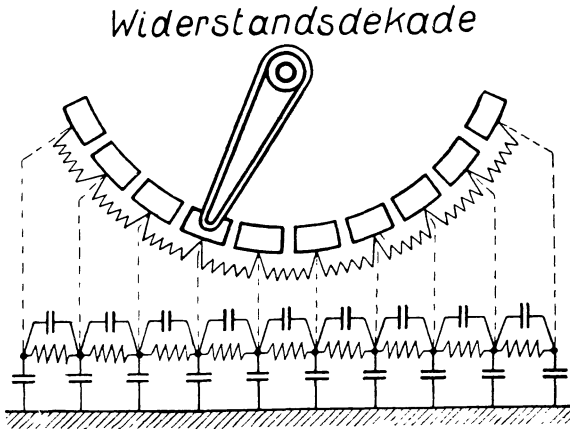
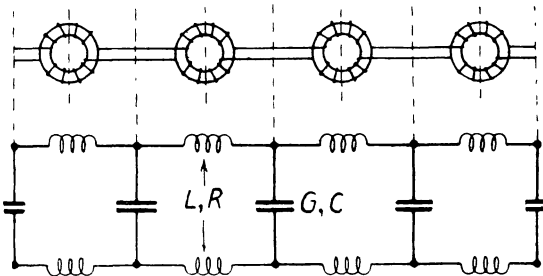


Bild 3 — Der Widerstandssatz, ein Kettenteiler aus Widerständen, Längs und Querkapazitäten.



Pupinleitung oder künstliche Leitung

Bild 4 — Kettenteiler aus Induktivitäten mit Widerstand und Kapazitäten mit Ableitung.

nung und I_e der Strom am Ende der Leitung; U_x die Spannung und I_x der Strom im Abstand x vom Ende; U_a die Spannung und I_a der Strom am Anfang der Leitung; l sei

die Länge der Leitung (Bild 6). Dann gilt bekanntlich ⁽³⁾ für Wechselstrom der Kreisfrequenz ω

$$\left. \begin{aligned} U_x &= \cos \gamma x \cdot U_e + z \sin \gamma x \cdot I_e \\ I_x &= \frac{\sin \gamma x}{z} U_e + \cos \gamma x \cdot I_e \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Darin bedeutet

$$z = \sqrt{\frac{R + i\omega L}{G + i\omega C}} \quad (1a)$$

den Wellenwiderstand und

$$\gamma = \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)} \quad (1b)$$

die Fortpflanzungskonstante. Man setzt

$$\gamma = \beta + i\alpha \quad (1c)$$

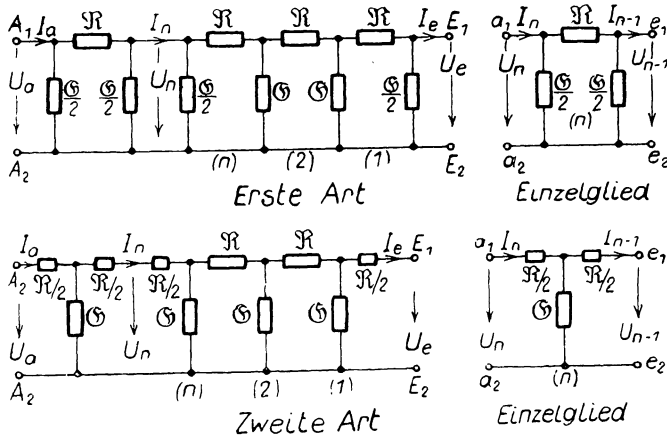


Bild 5 — Allgemeines Schema der Kettenleiter erster und zweiter Art.

und nennt β die Dämpfungskonstante und α die Winkelkonstante der Leitung.

Entsprechend ist γx das Fortpflanzungsmass, βx das Dämpfungsmass und αx das Winkelmass der Leitungsstrecke x .

⁽³⁾ V. WIETLISBACH, «Jahrbuch für Elektrotechnik», 1887, S. 203.
 — A. FRANKE, *Die elektrischen Vorgänge in den «Fernspreitleitungen und Apparaten»*, «ETZ», 1891, S. 461.

3. *Theorie des Kettenleiters.* – Für den Kettenleiter nach Bild 5 tritt anstelle des Abstandes x eines Punktes vom Leitungsende die Ordnungszahl n des Kettengliedes, für welches die Spannung U_n am Anfang des Gliedes und der in das Glied fließende Strom I_n bestimmt werden soll. Es ergibt sich die zur Gl (1) analoge Beziehung

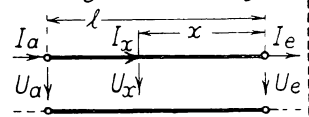
$$\left. \begin{aligned} U_n &= \cos ng \cdot U_e + W \sin ng \cdot I_e \\ I_n &= \frac{\sin ng}{W} \cdot U_e + \cos ng \cdot I_e \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Darin bedeutet

$$g = b + ia \quad (2c)$$

das Fortpflanzungsmass eines Kettengliedes, b sein Dämpfungsmass, a sein Winkelmass. Aus den elektrischen Grössen

Homogene Leitung

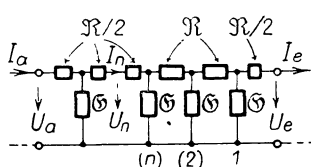


$$U_x = \cosh \gamma x \cdot U_e + \frac{1}{\gamma} \sinh \gamma x \cdot I_e$$

$$I_x = \frac{\sinh \gamma x}{\gamma} U_e + \cosh \gamma x \cdot I_e$$

$$\gamma = \beta + ia = \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)}$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{R + i\omega L}{G + i\omega C}}$$



$$U_n = \cosh ng \cdot U_e + \frac{1}{\gamma} \sinh ng \cdot I_e$$

$$I_n = \frac{\sinh ng}{\gamma} U_e + \cosh ng \cdot I_e$$

$$\frac{1}{\gamma} \sinh \frac{1}{2} g = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R}{G}} \quad \text{oder}$$

$$\cosh g = 1 + \frac{1}{2} \frac{R}{G}$$

$$g = b + ia$$

$$\frac{1}{\gamma} \sinh \frac{1}{2} g = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R}{G}} \quad \frac{1}{\gamma} \sinh \frac{1}{2} g = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R}{G}} \cdot \cosh \frac{1}{2} g$$

Bild 6 — Strom- und Spannungsverteilung längs der homogenen Leitung und längs der Kette folgen dem gleichen Gesetz.

$\Re$ und $\Im$ des Kettengliedes erhält man das Fortpflanzungsmass g aus einer beiden gleichwertigen Beziehungen

$$\left. \begin{aligned} \sin \frac{1}{2} g &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\Re \Im}{}} \\ \cos g &= 1 + \frac{1}{2} \frac{\Re \Im}{}} \quad \text{oder} \end{aligned} \right\} \quad (2b)$$

Die Grösse W heisst der *Kennwiderstand* des Kettenleiters und entspricht dem Wellenwiderstand Z der homogenen Leitung. Für den Kettenleiter erster Art ist der Kennwiderstand

$$W_1 = \sqrt{\frac{\mathcal{R}}{\mathcal{G}}} \cdot \frac{1}{\cos \frac{1}{2} g} \quad (2a')$$

Für den Kettenleiter zweiter Art gilt

$$W_2 = \sqrt{\frac{\mathcal{R}}{\mathcal{G}}} \cos \frac{1}{2} g \quad (2a'')$$

Für $\cos \frac{1}{2} g$ kann man gemäss (2 b) setzen

$$\cos \frac{1}{2} g = \sqrt{1 + \frac{1}{4} \mathcal{R} \mathcal{G}} \quad (2d)$$

4. *Kettenleiter dritter Art.* – Verkettet man Widerstandsvierecke nach Art der Wheatstoneschen Brücke mit einander ⁽⁴⁾, so erhält man den Kettenleiter *dritter Art*, den man auch als Kettenleiter mit Brücken- oder *Kreuzgliedern* bezeichnet (Bild 7 links).

Um die Analogie zu den Ketten erster und zweiter Art besser hervortreten zu lassen, zeichnet man das Glied zweckmässig, wie im Bild 7 rechts dargestellt (daher die Bezeichnung Kreuzglieder). Hier sind die Längszweige durch ihre komplexen Scheinwiderstände $\frac{1}{2} \mathcal{R}'$ gekennzeichnet, die Querszweige dagegen, ebenso wie im Bild 5, durch ihre komplexen Scheinleitwerte $\frac{1}{2} \mathcal{G}'$. Für die dargestellte symmetrische Anordnung gilt

$$\cos g' = \frac{\mathcal{Q} + \mathcal{S}}{\mathcal{Q} - \mathcal{S}} = 1 + \frac{2\mathcal{R}'\mathcal{G}'}{4 - \mathcal{R}'\mathcal{G}'} \quad (3a)$$

(4) K. W. WAGNER, *Der allgemeine Kettenleiter*. «Telefunkenzeitung», 6. Jahrgang, S. 21. — OTTO J. ZOBEL, *Theory and design of uniform and composite electric wave-filters*. «The Bell System Technical Journal», Jan. 1923.

Der Kennwiderstand ist

$$W' = \sqrt{\mathfrak{R}\mathfrak{Q}} = \sqrt{\frac{\mathfrak{R}'}{\mathfrak{G}'}} \quad (3b)$$

Mit den Werten nach Gl. (3 a) und (3 b) gelten auch für den Kettenleiter dritter Art die allgemeinen Gleichungen (2).

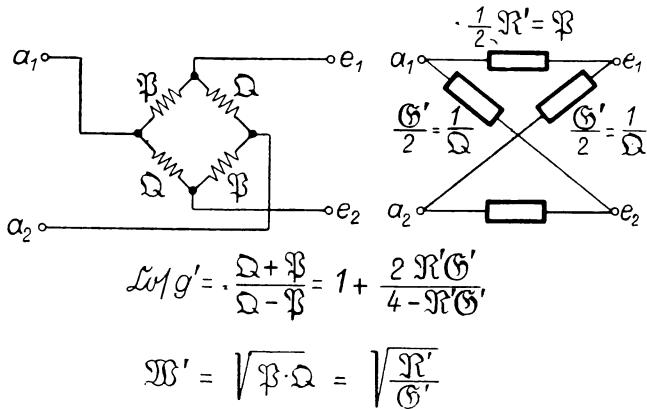


Bild 7 — Kettenleiter dritten Art aus Brücken- oder Kreuzgliedern.

5. *Äquivalenz der Kettenleiter erster, zweiter und dritter Art.* — Der Kettenleiter 3. Art lässt sich leicht auf den Kettenleiter 1. Art oder 2. Art zurückführen. Ein Kettenleiter 3. Art ist einem Kettenleiter 1. Art gleichwertig, wenn

$$g' = g \text{ und } W' = W_1$$

ist. Das ist nach Gl. (2 a'), (2 b), (3 a) und (3 b) der Fall, wenn

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{R}' &= \frac{\mathfrak{R}}{1 + \frac{1}{4} \mathfrak{R}\mathfrak{G}} \\ \mathfrak{G}' &= \mathfrak{G} \end{aligned} \right\} \quad (3c)$$

ist. Gleichwertigkeit des Kettenleiters 3. Art mit einem Kettenleiter 2. Art erfordert

$$g' = g \text{ und } W' = W_2,$$

woraus mit Gl. (2 a''), (2 b), (3 a) und (3 b),

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{G}' &= \frac{\mathfrak{G}}{1 + \frac{1}{4} \mathfrak{R} \mathfrak{G}} \\ \mathfrak{R}' &= \mathfrak{R} \end{aligned} \right\} \quad (3d)$$

folgt.

6. *Allgemeine Bemerkungen.* – In den wenigen Gleichungen (2) bis (3 b) ist die Kettenleitertheorie bereits vollständig enthalten. Sie zeichnet sich durch grosse Einfachheit aus; auch verwendet sie nur die wohlbekannten Begriffe des Kennwiderstandes, des Fortpflanzungsmasses, des Daempfung- und Winkelmasses, die dem Nachrichtentechniker aus der gewöhnlichen Leitungstheorie seit langem geläufig sind und zu einer anschaulichen Interpretation der Grundgleichungen (2) des Kettenleiters führen. Schliesst man zum Beispiel den Kettenleiter am Ende durch seinen Kennwiderstand W ab, so folgt mit $U_e = W I_e$ aus den Gl. (2)

$$U_n = e^{ng} U_e, \quad I_n = e^{ng} I_e.$$

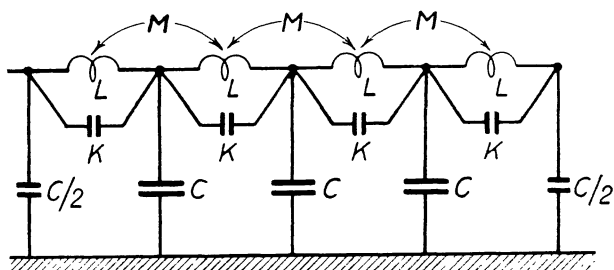
Den Faktor $e^{ng} = e^{nb} \cdot e^{ina}$ kann man als Funktion der Ordnungszahl n nach dem von F. Breisig für die homogene Leitung gegebenen Vorbild ⁽⁵⁾ durch eine *logarithmische Spirale* darstellen, die anschaulich zeigt, wie sich Strom- und Spannungsamplituden und -phasen von Glied zu Glied ändern. Auch der Begriff der *Wellenreflexion* am Ende der Kette, die mit einem von W abweichenden Widerstand abgeschlossen ist, lässt sich aus der Leitungstheorie übertragen und mit Nutzen anwenden.

II. PRAKTISCHE ANWENDUNGEN.

7. *Widerstandsdekade und Spule.* – Manchmal begegnet der Techniker kettenartigen Gebilden und Anordnungen, deren

⁽⁵⁾ F. BREISIG, *Theoretische Telegraphie*, S. 333, 2. Auflage, Braunschweig, 1924.

elektrische Eigenschaften sich auf den früher begangenen Wegen nur schwer übersehen lassen; hierzu rechnet zum Beispiel die schon erwähnte Widerstandsdekade (Bild 3) und die Spule mit Erdkapazität und elektrischer und magnetischer Verkettung der benachbarten Windungen (Bild 8). Hier erweist sich die Kettenleitertheorie als brauchbarer Wegweiser, der zu den wesentlichen Eigenschaften solcher Gebilde rasch und zuverlässig hinführt ⁽⁶⁾.



C entspricht der Erdkapazität

K	"	"	elektrischen	} Verkettung der
M	"	"	magnetischen	

Bild 8 — Die Spule als Kettenleiter.

8. *Künstliches Kabel und Pupinleitung.* — Die nach den früheren Darstellungen recht komplizierte Theorie der künstlichen Kabel und der Pupinleitungen wurde durch die Auffassung dieser Gebilde als Kettenleiter ausserordentlich vereinfacht und dem allgemeinen Verständnis nähergebracht.

Eine der bemerkenswertesten Eigenschaften der Pupinleitung ist ihre Grenzfrequenz; alle Wechselströme, deren Frequenz unterhalb ihrer Grenzfrequenz liegt, werden von

⁽⁶⁾ Hinsichtlich der Widerstandssätze mit Klemmenkapazitäten und Erdkapazitäten vergl. die Literaturstelle der Fussnote 1. Die Spule mit Erdkapazität und elektrischer und magnetischer Verkettung der benachbarten Windungen ist nach der Kettenleitertheorie in meiner Arbeit *Wanderwellenschwingungen in Transformatorwicklungen* im „Archiv für Elektrotechnik“, Bd. 6, S. 301, 1918, behandelt.

der Pupinleitung mit geringer Dämpfung übertragen, wogegen die Pupinleitung alle Wechselströme mit höherer Frequenz praktisch so gut wie vollkommen abdrosselt ⁽⁷⁾. Je geringer der Widerstand der Leitung ist und je kleiner die Verluste in den Spulen und in den Kapazitäten sind, umso schärfer tritt diese Erscheinung hervor. Ihre Untersuchung mittels der Kettenleitertheorie führte zur Erfindung der elektrischen Siebketten oder Wellenfilter ⁽⁸⁾.

9. *Ermittlung der Durchlass- und Sperrbereiche von Ketten.*
 - Die der Untersuchung zugrunde liegenden allgemeinen Betrachtungen knüpfen an die zweite Gl. (2 b) an:

$$\cos g = 1 + \frac{1}{2} \Re \Im$$

Für Anordnungen, die nur aus Spulen und Kondensatoren mit vernachlässigbar kleinen Verlusten bestehen, ist sowohl $\Re$ als $\Im$ ein reiner Blindwiderstand; folglich werden die beiden Seiten dieser Gleichung reell. Nun ist allgemein

$$\cos g = \cos (b + ia) = \cos b \cos a + i \sin b \sin a$$

Setzen wir

$$1 + \frac{1}{2} \Re \Im = A = \cos g$$

so muss, da A reell ist,

$$\begin{aligned} \cos b \cos a &= A \\ \sin b \sin a &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

sein. Dieses Gleichungspaar hat drei verschiedene Lösungen,

⁽⁷⁾ G. A. CAMPBELL, « Phil. Mag. », 6, Bd. 5, S. 313, 1903. — F. BREISIG, « ETZ », 1909, S. 462.

⁽⁸⁾ K. W. WAGNER, *Spulen- und Kondensatorleitungen*; die Arbeit wurde dem « Archiv für Elektrotechnik », am 7-1-1915 eingereicht, konnte aber aus militärischen Gründen erst nach Beendigung des Krieges erscheinen. « Archiv für Elektrotechnik », Bd. 8, S. 61, 1919. — G. A. CAMPBELL, *U. S. Patent* 1 127 113 und 1 127 114 vom 15-7-1915 (veröffentlicht am 22-5-1917).

je nachdem A unter -1 , zwischen -1 und $+1$ oder über $+1$ liegt.

1. Für $A < -1$ wird

$$\left. \begin{array}{l} \sin a = 0, \quad \cos a = -1, \quad a = \pm \pi \\ \cos b = -A \end{array} \right\} \quad (4a)$$

2. Ist $-1 \leq A \leq +1$, so wird

$$\left. \begin{array}{l} \sin b = 0, \quad \cos b = 1, \quad b = 0 \\ \cos a = A \end{array} \right\} \quad (4a)$$

3. Für $A > +1$ wird

$$\left. \begin{array}{l} \sin a = 0, \quad \cos a = 1, \quad a = 0 \\ \cos b = A \end{array} \right\} \quad (4c)$$

In den Fällen 1 und 3 ist die Dämpfung gross, die Kette übt eine starke Drosselwirkung aus; dagegen ist im Fall 2 die Dämpfung verschwindend gering, die Kette ist durchlässig. Einen Ueberblick über die Lage der durchlässigen und undurchlässigen Frequenzgebiete gewinnt man am besten graphisch durch die im Bild 9 wiedergegebene Zeichnung.

Hier ist A als Funktion der Frequenz (oder der Kreisfrequenz ω) aufgetragen. Die durchlässigen Bereiche oder Siebbereiche erstrecken sich soweit als die Kurve A innerhalb des Streifens verläuft, den die im Abstand ± 1 von der Abzissenachse gezogenen Parallelen begrenzen.

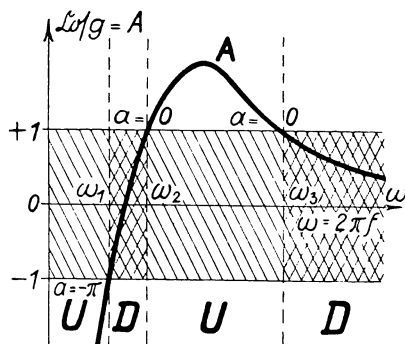


Bild 9 — Bestimmung der durchlässigen (D) und der undurchlässigen (U) Frequenzbereiche einer Kette mit geringen Verlusten.

10. *Durchlassbereich der Spulenketten.* — Für das Beispiel der verlustfreien Spulenketten nach Abb. 4 wird mit $R = 0$

und $G = 0$

$$\Re = i\omega L, \quad G = i\omega C$$

folglich

$$A = \cos g = 1 - \frac{\omega^2 LC}{2} \quad (5)$$

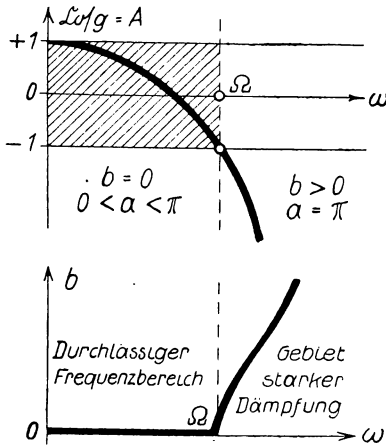


Bild 10 — Durchlass und Sperrbereich der Spulen- oder Drosselkette (Pupinleitung).

Bild 10 zeigt A als Funktion von ω und darunter den Dämpfungsverlauf, wie er sich gemäss den Gl. (4 a) bis (4 c) aus der vorhergehenden Betrachtung ergibt. Die Dämpfung ist verschwindend klein für alle Kreisfrequenzen von 0 bis zur Grenzfrequenz Ω , wo $A = -1$ wird; diese ergibt sich aus (5) zu

$$\Omega = \frac{2}{\sqrt{LC}} \quad (5a)$$

Sie ist identisch mit der Eigenfrequenz eines Kettengliedes erster Art.

11. *Unterdrückung von Oberschwingungen.* — Von der Tatsache, dass eine Spulen- oder Drosselkette Frequenzen oberhalb der Grenzfrequenz nicht passieren lässt, macht man in zahlreichen Anwendungen nützlichen Gebrauch. Seit vielen Jahren habe ich solche Ketten verwendet, um die *Spannungskurve von Stromquellen* für Messzwecke, zum Beispiel Maschinen von ihren Oberschwingungen zu befreien ⁽⁹⁾; Bild 11 zeigt die Anordnung und veranschaulicht ihre Wirkungsweise; die Grenzfrequenz der Kette wird zweckmässig auf das 1,5 fache der Grundfrequenz eingestellt.

⁽⁹⁾ U. a. beschrieben in meiner Arbeit *Dielektrische Eigenschaften von verschiedenen Isolierstoffen*. «Archiv für Elektrotechnik», Bd. 3, S. 74-75, 1914.

Die gleiche Anordnung wurde mit gutem Erfolg dazu benutzt, die *Ausstrahlung der Oberschwingungen von Funk-*

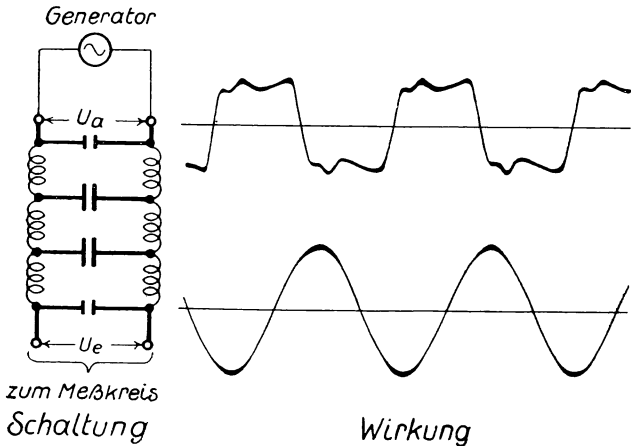


Bild 11 — Spulen- und Kondensatoranordnung zur Unterdrückung der Oberschwingungen einer Stromquelle mit verzerrter Spannungskurve.

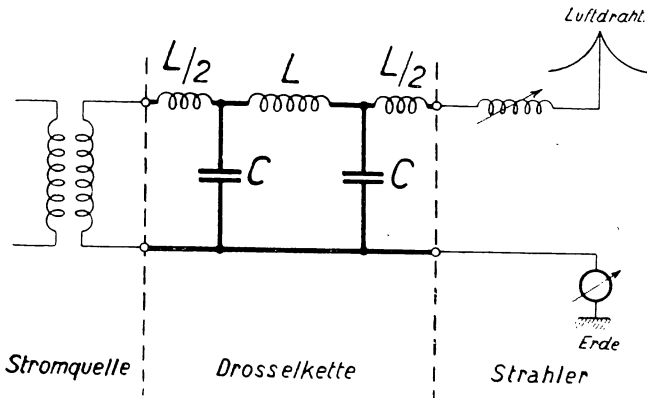


Bild 12 — Spulen- und Kondensatoranordnung zur Drosselung von Oberschwingungen bei drahtlosen Wellensendern.

sendern zu verhindern, die mit Hochfrequenzmaschinen und Frequenztransformatoren arbeiten ⁽¹⁰⁾ (Bild 12).

⁽¹⁰⁾ Untersuchungen über die Beseitigung der Oberschwingungen von Maschinensendern von A. MEISSNER und K. W. WAGNER, « Telegraphen- und Fernsprechtechnik », Bd. 8, S. 149, 1920. « Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie », Bd. 15, S. 392, 1920.

12. *Spulenketten in der Zweidraht-Verstärkerschaltung.* – Von G. A. Campbell rührt die Verwendung von Drosselketten in der *Zweidrahtverstärkerschaltung* her ⁽¹¹⁾ (Bild 13). Bekanntlich ist die in dieser Schaltung erforderliche Nachbildung einer Pupinleitung in der Nähe der Grenzfrequenz

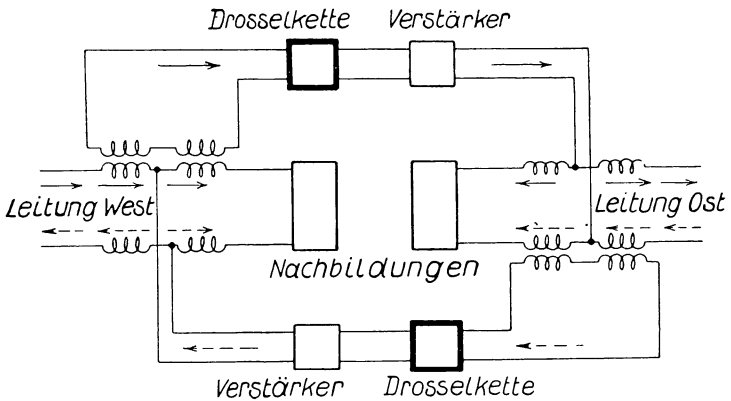


Bild 13 — Drosselketten in der Zweidraht-Verstärkerschaltung zur Verhinderung des Pfeifens an der oberen Grenze des Durchlassbereiches.

der Leitung ziemlich ungenau. In diesem Frequenzgebiet ist daher die Rückkopplung des Verstärkers und dementsprechend auch seine Pfeifneigung gross. Um sie zu beseitigen, schaltet man Drosselketten ein, die den Rückkopplungsweg für die Frequenzen oberhalb des gut nachbildbaren Bereiches sperren.

13. *Beseitigung von Störströmen in der Telegraphie.* – In der *Telegraphie* werden Drosselketten für verschiedene Zwecke benutzt. Bild 14 zeigt eine Schaltung zur Befreiung des ankommenden Telegraphierstromes von 50-periodigem *Störstrom*, der über die Erdleitung aus dem Starkstromnetz in den Telegraphierstromkreis eingedrungen ist. Die Telegraphierzeichen (hier die Morsebuchstaben b, c) sind in der Kurve des ankommenden Stromes infolge der Störströme nicht zu

⁽¹¹⁾ G. A. CAMPBELL, Amerikanische Patentschrift Nr. 1 227 113, 1915.

erkennen. Eine Drosselkette, deren Grenzfrequenz unterhalb der Frequenz des Starkstromes liegt, drosselt diesen so vollkommen ab, dass seine Spur auch in dem verstärkten Telegraphierstrom nicht mehr wahrnehmbar ist, der nunmehr saubere Zeichen auf dem Empfangsstreifen liefert.

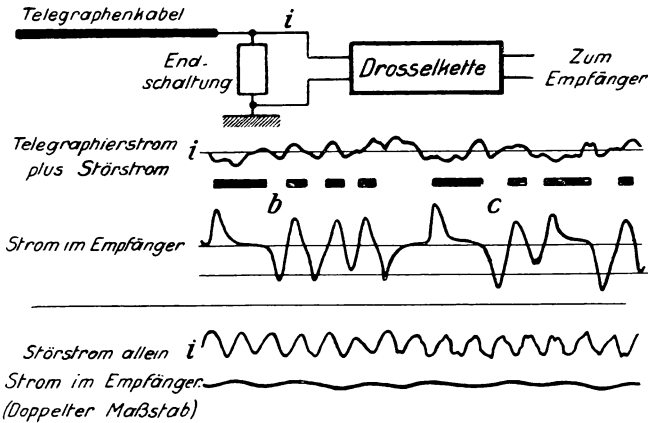
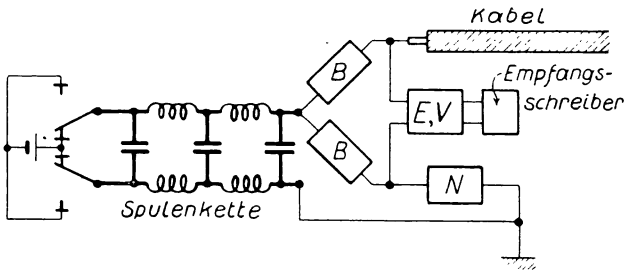


Bild 14 — Drosselkette gegen Telegraphiestörungen aus dem Starkstromnetz.



B = Brückenarme

E, V = Entzerner und Verstärker

N = Kabel-Nachbildung (Künstliches Kabel)

Bild 15 — Spulenkette zur Erleichterung des Duplexabgleiches in der Kabeltelegraphie.

14. *Spulenketten zur Erleichterung des Gegensprechabgleiches.* – Beim Duplizieren von langen Telegraphenkabeln, besonders, von Seekabeln (Bild 15) machen sich die scharfen Spitzen des Sendestromes unangenehm bemerkbar. Sie werden her-

vorgerufen durch hohe Frequenzen, die in den Sendestromkurven enthalten sind und die viel höher liegen als die eigentlichen Telegraphierstromfrequenzen. Sollen sie den in der Duplexbrücke liegenden Empfänger nicht stören, so muss die Brücke auch bei diesen hohen Frequenzen noch im Gleichgewicht sein, was an die Genauigkeit der Nachbildung des Kabels sehr hohe Anforderungen stellt. Da die

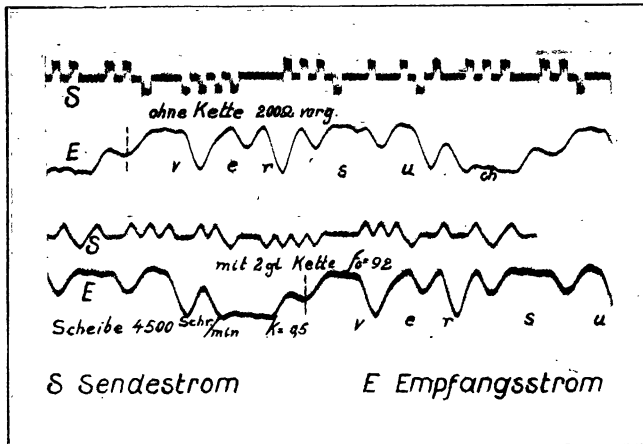


Bild 16 — Einfluss der nach Bild 15 geschalteten Spulenkette auf den Sendestrom (S) und den Empfangsstrom (E). - Der Sendestrom wird abgerundet, der Empfangsstrom bleibt praktisch unverändert, wenn die Grenzfrequenz der Kette mindestens das 1,6 fache der Telegraphierfrequenz beträgt.

hohen Frequenzen im Sendestrom auf die Empfangsstromkurve keinen Einfluss haben, weil das Kabel sie gar nicht bis zum fernen Ende überträgt, liegt es nahe, sie schon im Sender zu unterdrücken. Hierzu dient die im Bild 15 gezeichnete Spulenkette. Ihre Wirkungsweise wird durch Bild 16 veranschaulicht. Beträgt die Grenzfrequenz der Kette mindestens das 1,6-fache der Telegraphierfrequenz ⁽¹²⁾, so hat

⁽¹²⁾ Diese ist die den schnellsten Stromfolgen entsprechende Frequenz. Bezeichnet man die Zeit zwischen den am raschesten aufeinanderfolgenden Stromsendungen (d. i. die Schrittdauer) mit T , so ist die Telegraphierfrequenz $f = 1/(2T)$.

die Spulenkette im Sender keinen merkbaren Einfluss auf die Form des Empfangsstromes. Dagegen werden die Spitzen und Ecken des Sendestromes durch die Kette vollkommen abgerundet, was die Duplexabgleichung sehr erleichtert ⁽¹³⁾.

15. *Die Kondensatorleitung.* — Da Gegenstück zur Spulenleitung bildet die im Bild 17 dargestellte Kondensatorleitung. Hier ist

$$\mathfrak{R} = \frac{1}{\omega i C} \quad , \quad \mathfrak{S} = \frac{1}{i \omega L}$$

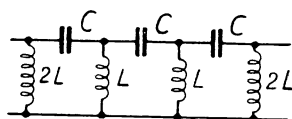
folglich

$$A = \cos g = 1 - \frac{1}{2\omega^2 LC}$$

Bild 18 zeigt den Verlauf der Grösse A und die daraus abgeleitete Dämpfungskurve. Für tiefe Frequenzen liegt A unter -1 , die Dämpfung ist hoch, die Kette ist undurchlässig. Die kritische Frequenz Ω , bei der der durchlässige Bereich beginnt, ist gegeben durch $A = -1$ und beträgt

$$\Omega = \frac{1}{2\sqrt{LC}} \quad (6a)$$

Sie stimmt wiederum überein mit der Eigenfrequenz eines Kettengliedes erster Art. Die Kondensatorleitung ist also nur durchlässig für alle Frequenzen, die oberhalb der Grenzfrequenz Ω liegen.



(6) Bild 17 — Kondensator-kette.

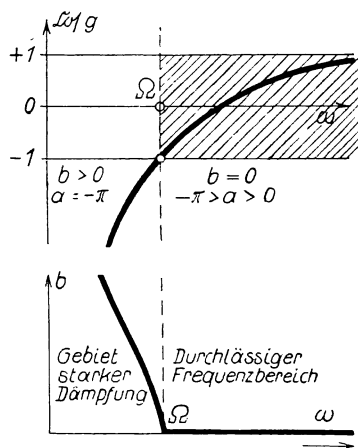


Bild 18 — Durchlass und Sperrbereich der Kondensator-kette.

⁽¹³⁾ K. W. WAGNER, « Elektrische Nachrichtentechnik », Bd. 1, S. 114, 1924. — H. NYQUIST, « Journal of the Amer. Inst. of El. Eng. », Bd. 43, S. 124, 1924. — H. SALINGER und H. STAHL, « Elektrische Nachrichtentechnik », Bd. 3, S. 296, 1926.

16. *Unterdrückung der Grundschwungung.* – Eine interessante Anwendung der Kondensatorleitung wird durch Bild 19 veranschaulicht. Die Kette, deren Grenzfrequenz auf etwa das Doppelte der Grundfrequenz einer verzerrten Spannungskurve eingestellt ist, drosselt die Grundschwungung ab und liefert die in der Spannungskurve enthal-

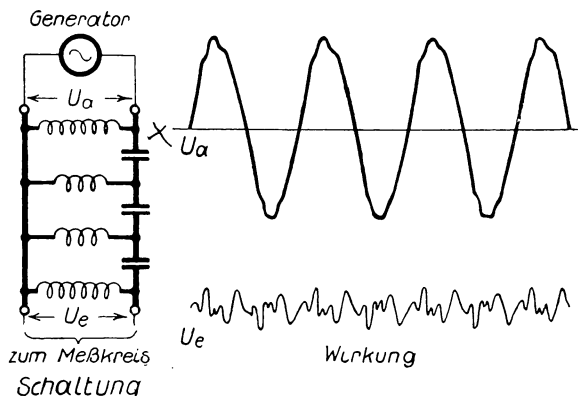


Bild 19 — Kondensatorkette zur Unterdrückung der Grundschwungung einer verzerrten Spannungskurve.

tenen Oberschwingungen in Reinkultur. Die reine Oberschwingungskurve gibt natürlich bei der Fourierschen Analyse viel genauere Ergebnisse als die mit der Grundschwungung belastete ursprüngliche Kurve.

17. *Entzerrung der Empfangszeichen aus langen Kabeln.* – In der Telegraphie über lange Kabel besteht eine grosse Schwierigkeit darin, dass das Kabel die tiefen Frequenzen viel besser überträgt als die hohen. Am fernen Ende des Kabels gibt sich die Benachteiligung der höheren Frequenzen dadurch kund, dass die Telegraphierimpulse abgerundet und verflacht ankommen, wodurch die Telegraphiergeschwindigkeit herabgesetzt wird ⁽¹⁴⁾. Man kann nun die Zeichen

⁽¹⁴⁾ Oszillogramme über die Umbildung der Zeichen auf ihrem Wege längs des Kabels bei K. W. WAGNER, *Eine neue künstliche Leitung zur Untersuchung von Telegraphierströmen und Schaltvorgängen*, «ETZ», 1912, S. 1289 und 1321.

dadurch wieder günstiger gestalten, dass man die Amplitude der tiefen Frequenzen durch eine Kondensatorkette aus einem oder zwei Gliedern stark herabsetzt (Bild 20).

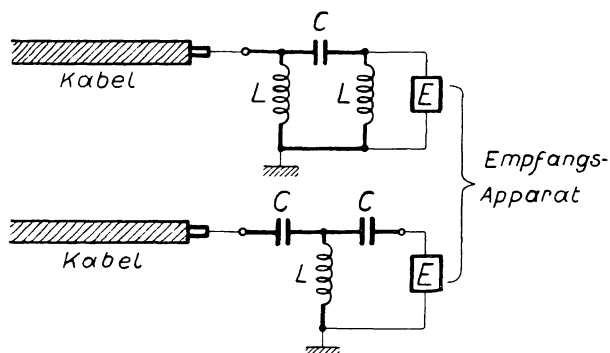


Bild 20 -- Entzerrung des Empfangsstromes am Ende eines langen Kabels durch ein Glied einer Kondensatorleitung.

18. *Entzerrung durch Mischketten.* – Die Zeichenverzerrung am Ende langer Kabel kann in noch viel weitergehendem Masse rückgängig gemacht werden, wenn man Abarten der Kondensatorketten verwendet, die sogenannten *Mischketten*⁽¹⁵⁾ (Bild 21). Diese Ketten haben eine mit wachsender Frequenz abnehmende Dämpfung, die so bemessen werden kann, dass sie den umgekehrten Gang der Kabeldämpfung gerade aufhebt. Bild 22 zeigt,

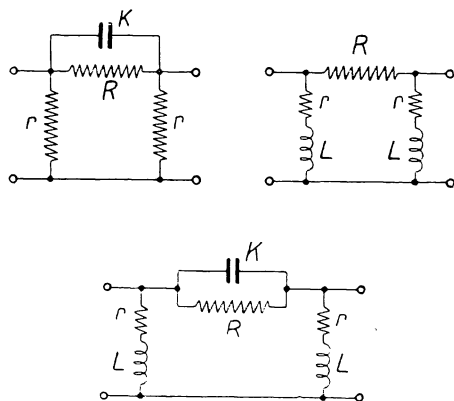
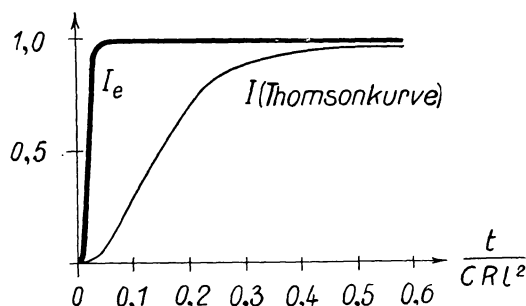


Bild 21 – Glieder von Mischketten zur Umbildung des Endstromes langer Kabel.

⁽¹⁵⁾ Vergl. DRP Nr. 388 235 von K. W. WAGNER und K. KÜPFMÜLLER. — Amerik. Patent Nr. 1 315 539 von J. R. CARSON und Nr. 1 311 283 von C. R. MATHES.

dass man die Abflachung eines am fernen Ende des Kabels ankommenden Stromstosses durch geeignete Bemessung der Mischkettenglieder nahezu vollständig aufheben kann ⁽¹⁶⁾. Die Verbesserung der Zeichenform geht selbstverständlich auf Kosten der Intensität; doch spielt das heute keine entscheidende Rolle mehr, nachdem man jetzt über Mittel verfügt, die Zeichen genügend zu verstärken.



I_e = Stromkurve am Ausgang einer viergliedrigen Mischkette

Bild 22 — Durch eine Mischkette am Ende eines langen Kabels wird die Zeichenverzerrung weitgehend rückgängig gemacht

19. *Anordnung der Spulen- und Kondensatorkette in der Kabelschaltung.* — Da das Kabel mit seiner Sende- und Empfangsschaltung ein lineares System darstellt, kommt es für die Wirksamkeit der Ketten nicht darauf an, ob sie am Anfang oder am Ende des Kabels liegen. Daher ergeben die vier im Bild 23 wiedergegebenen Schaltungen die gleiche Empfangsstromkurve. Es bedeutet *S* den Sender, *E* den Empfangsapparat. *D* ist eine zweigliedrige Drosselkette, die die zur Bildung eines brauchbaren Empfangszeichens unnö-

⁽¹⁶⁾ Eine andere Erklärung der Wirkungsweise der Kondensatorleitung und der Mischketten als Schaltungselemente für den Kabelempfang ist in meiner Arbeit *Schnelltelegraphie auf Ozeankabeln*, gegeben. « Elektrische Nachrichtentechnik », Bd. 1, S. 114, 1924.

tigen Schwingungskomponenten oberhalb der 1,6-fachen Telegraphierfrequenz abschneidet. K ist das Kondensatorleitungsglied, das zur Entzerrung der Empfangszeichen dient, oder, nach der hier vorgetragenen Erklärungsweise die Dämpfungsverzerrung des Kabels in dem zur Bildung guter Empfangszeichen nötigen Frequenzbereich aufhebt.

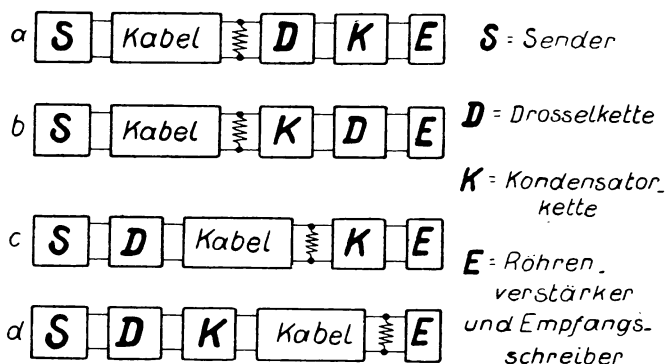


Bild 23 — Verschiedene Anordnungen von Drossel- und Kondensatorkette in der Schaltung von Seetelegraphenkabeln.

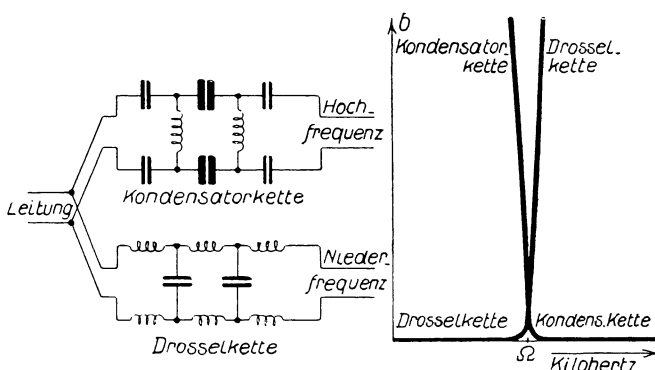


Bild 24 — Elektrische Weiche zur Trennung von Hoch- und Niederfrequenz.

20. Die elektrische Weiche. — Eine Drosselkette und eine Kondensatorkette gleicher Grenzfrequenz Ω in Parallelschaltung wirken als elektrische Weiche (Bild 24). Sie dient zur Trennung der Schwingungen in den Frequenzbereichen

unterhalb und oberhalb Ω . Elektrische Weichen spielen bei der *Mehrfachausnutzung elektrischer Leitungen* eine wichtige Rolle. Wählt man z. B. die Grenzfrequenz zu 3000 Hertz, so kann man den unteren Frequenzbereich für die gewöhnliche Telephonie, den oberen für das Mehrfachsprechen oder Mehrfachtelegraphieren mit hochfrequenten Trägerströmen benutzen. Praktisch höchst bedeutsam ist die Anwendung der elektrischen Weiche für das gleichzeitige Fernsprechen und Telegraphieren in Fernkabeln. Bei diesem Verfahren der sogenannten *Unterlagerungstelegraphie* wird die Grenzfrequenz auf rd. 150 Hertz eingestellt. In dem unteren, für das Fernsprechen nicht erforderlichen Frequenzband arbeitet die Telegraphie. Die elektrische Weiche besorgt die saubere Trennung der Telegraphierströme von den Fernsprechströmen, so dass sich die beiden nicht stören.

21. *Drosselkette und Kondensatorleitung als Werkzeug für akustische Untersuchungen.* – Drosselkette und Kondensatorleitung bilden ein wertvolles Mittel zur Untersuchung akustischer Fragen, wie sie heute durch den Rundfunk sehr aktuell geworden sind ⁽¹⁷⁾. Indem man den Frequenzbereich von oben her durch die Drosselkette systematisch einengt, kann man den *Einfluss der Obertöne* auf die Klangfarbe der Musikinstrumente studieren. Senkt man die obere Grenze des durchlässigen Bereiches bis auf 5000 Hertz, so klingt die Musik nur etwas weicher, aber ohne wesentliche Aenderung ihres Charakters; geht man jedoch noch weiter hinab, so werden die Klänge immer farbloser, schliesslich unkenntlich. Musik, die durch überschriene Verstärker verdorben ist, kann man durch eine Drosselkette, die die höchsten vorkommenden Grundtöne noch gerade hindurchlässt, wesentlich verbessern. Die Wirkung beruht darauf, dass die Kette die hohen Summationstöne unterdrückt welche das Ohr als besonders störende Dissonanzen empfindet.

⁽¹⁷⁾ K. W. WAGNER, *Der Frequenzbereich von Sprache und Musik*, « ETZ », 1924, S. 451.

gung des Frequenzbereiches auf die Verständlichkeit ausübt. Diese Fragen haben die Geister beschäftigt ⁽¹⁸⁾, lange bevor es mühsamer wissenschaftlicher Forschung gelungen war, die Zusammensetzung der Sprachklänge aufzudecken ⁽¹⁹⁾. Mit Hilfe der Spulen- und Kondensatorketten lassen sich die Fragen leicht und schnell beantworten, wie an anderer

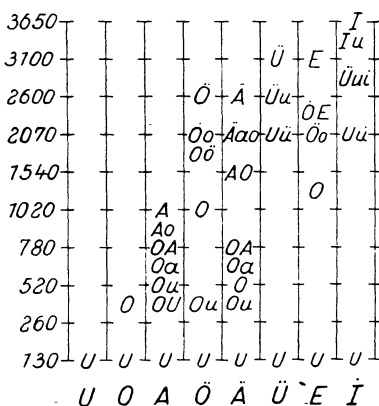


Bild 26 — Umwandlung der Vokale beim Abbau der Teiltöne von oben, z. B. mittels einer Spulenkette.

Stelle ausführlich dargelegt ist ⁽²⁰⁾. Sehr eindrucksvoll ist ein Versuch, bei dem Vokale gesprochen werden, während der Frequenzbereich durch eine Drosselkette von oben her mehr und mehr eingeengt wird. Der Versuch bestätigt vollkommen die im Bild 26 dargestellten Ergebnisse der Untersuchungen von *Stumpf*, die dieser auf einem anderen Wege erhalten hat.

Die Vokale erleiden dabei die aus dem Bild 26 ersichtlichen Aenderungen. Man hört z. B. den Vokal E nur dann unverzerrt, wenn das übertragene Frequenzband mindestens bis 3000 Hertz reicht. Begrenzt man es bei 2100 Hertz, so geht der Vokal nach Ö über; bei weiterer Einengung

⁽¹⁸⁾ Vergl. COHEN u. SHEPHERD, « Journ. Inst. of El. Eng. », London, Bd. 39, S. 511, 1907. — DEVAUX-CHARBONNEL, « Lum. Electr. », (2), Bd. 3, S. 323, 1908. — F. BREISIG, « Ber. d. Deutsch. Phys. Ges. », Bd. 12, S. 184, 1910. — K. W. WAGNER, « Phys. Ztschr. », Bd. 11, S. 1122, 1910.

⁽¹⁹⁾ C. STUMPF, « Sitzungsber. d. Preuss. Akademie d. Wissensch. », 1918, S. 333, 1921, S. 636. « Beiträge zur Anatomie usw. des Ohres, der Nase und des Halses », von PASSOW u. SCHAEFER, Bd. 12, S. 234, 1919; Bd. 17, S. 151 und 182, 1921; *Die Sprachlaute*, Berlin, 1926, J. Springer. — D. C. MILLER, *The Science of Musical Sounds*, 2. Aufl., New York, 1922.

⁽²⁰⁾ K. W. WAGNER, *Der Frequenzbereich von Sprache und Musik*, « ETZ », 1924, S. 451.

wird der Vokal immer dunkler, bei Grenzfrequenzen unter 1300 Hertz wird anstatt des *E* ein reines *O* vernommen.

III. SIEBKETTEN ODER BANDFILTER.

22. *Problemstellung.* – Gelegentlich einer Untersuchung über die Frequenz der Fernsprechströme⁽²¹⁾ hatte ich mir die Aufgabe gestellt «*künstliche Leitungen von der Art zu bauen, dass sie für die Frequenzen eines vorgeschriebenen engen Bereiches eine mittlere Dämpfung, für alle anderen Frequenzen eine grosse Dämpfung haben*». Die damals angegebene Schaltung eines solchen Wellenbandfilters stellt nur eine unvollkommene Lösung dar, die allerdings für den Zweck jener Arbeit vollkommen genügte. Erst die Theorie der Kettenleiter führte einige Jahre später zu einer vollständigen Lösung des Problems in Gestalt der *Siebketten*⁽²²⁾.

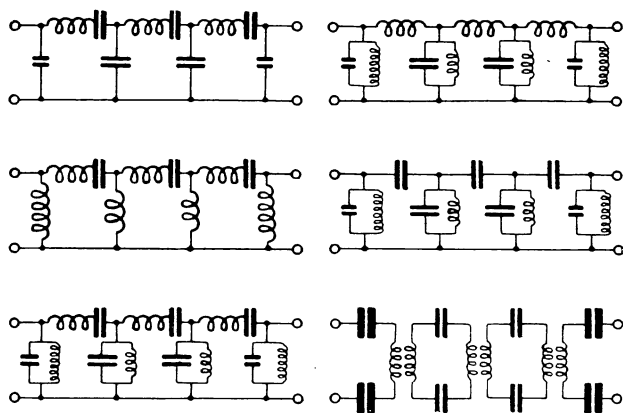


Bild 27 — Verschiedene Schaltungen von Siebketten oder Bandfiltern.

23. *Schaltung und Wirkungsweise der Siebketten.* – Bild 27 zeigt die einfachsten Schaltungen der Siebketten oder Bandfilter. Ihre Wirkungsweise lässt sich mittels des durch Bild 9 veranschaulichten Verfahrens leicht übersehen. Wir zeigen

⁽²¹⁾ «*Physikalische Zeitschrift*», Bd. 11, S. 1122, 1910.

⁽²²⁾ Literaturstelle der Fussnote 8.

dies am Beispiel einer einfachen Siebkette und des Doppelsiebes (Bild 28). Zwischen den Kreisfrequenzen ω_1 und ω_2 verläuft A zwischen -1 und $+1$; hier ist also der durchlässige Bereich (im Bild schraffiert). Je steiler die A -Kurve dieses Gebiet verlässt, um so schärfer ist die Siebwirkung

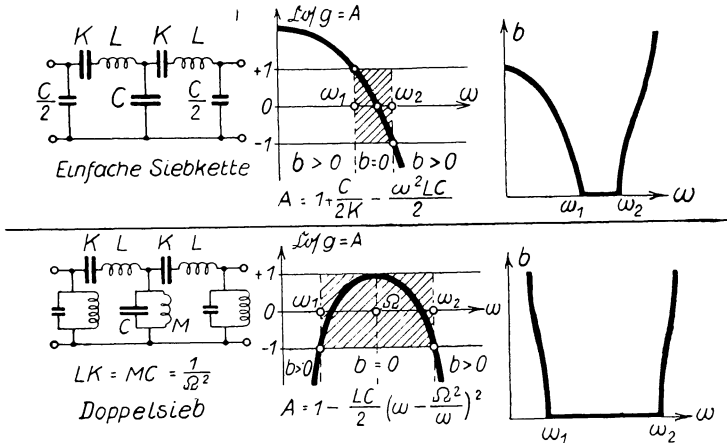


Bild 28 — Durchlass- und Sperrbereiche einer einfachen Siebkette und eines Doppelsiebes.

begrenzt. Das Doppelsieb wirkt in dieser Beziehung günstiger als die einfachen Siebketten und eignet sich daher besonders wenn ein breites und trotzdem scharf begrenztes Frequenzband ausgesiebt werden soll.

Bild 29 zeigt als Beispiel die Verwendung einer Siebkette zum *Aussondern einer bestimmten harmonischen Oberschwingung* aus einer Wechselstromkurve.

24. *Bandfilter in der Mehrfachtelephonie und -telegraphie mit Trägerströmen.* — Auch die Bandfilter haben in zahlreichen praktischen Anwendungen hohe Bedeutung erlangt. Eine wichtige Rolle spielen sie in der Mehrfachtelephonie mit Hochfrequenz ⁽²³⁾ und in der Mehrfachtelegraphie mit

⁽²³⁾ K. W. WAGNER, *Vielachtelephonie und -telegraphie mit schnellen Wechselströmen*, «ETZ», 1919, S. 383 und 394. — *Betriebserfahrungen im Mehrfachsprechen und -telegraphieren mit Hochfrequenz*, «ETZ» 1920, S. 706. — *Das Mehrfachsprechen und -telegraphieren auf Leitungen*

tonfrequenten Wechselströmen ⁽²⁴⁾. In beiden Fällen entstehen durch die Modulation der Trägerfrequenz mit den Signalströmen die Summen- und Differenzschwingungen, die ein Frequenzband von der doppelten Breite des Spektrums der Signalströme einnehmen; das Band umgibt die Trägerschwin-

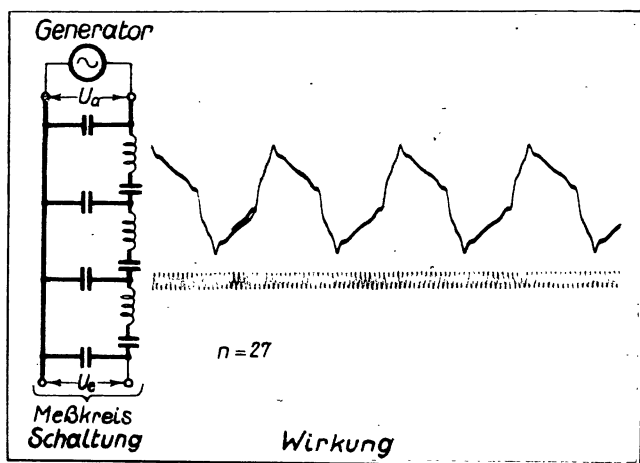


Bild 29 — Siebkette zur Reinzüchtung von Oberschwingungen
(hier der 27. Harmonischen einer verzerrten Spannungskurve).

gung. Die Leitung wird vielfach ausgenutzt, indem man einer Reihe von verschiedenen Verbindungen je eine Trägerfrequenz und das entsprechende Frequenzband zuordnet und

mit Hochfrequenz, «ETZ», 1920, S. 1025. — K. W. WAGNER und H. SCHULZ, *Der Drahtfunk*, «ETZ», 1924, S. 485. — E. H. COLPITTS u. O. B. BLACKWELL, «Journ. of the Amer. Inst. of El. Eng.», 1921, S. 301, 410, 517.

⁽²⁴⁾ F. LÜSCHEN, *Tonfrequenz-Wechselstromtelegraphie*, «ETZ», 1923, S. 1. — A. CLAUSING, *Stand der Tonfrequenz-Mehrfachtelegraphie*, «ETZ», 1926, S. 500. — F. LÜSCHEN und K. KÜPFMÜLLER, *Ueber die Wahl der Trägerfrequenzen für die Tonfrequenztelegraphie*, «Elektrische Nachrichtentechnik», Bd. 4, S. 165, 1927. — HAMILTON, NYQUIST, LONG u. PHELPS, *Voice-frequency carrier telegraph system for cables*, «Electrical Communication», Bd. 3, S. 288, 1925. — H. W. HITCHCOCK, *Carrier-current communication on submarine cables*, «The Bell System Technical Journal», Bd. 5, S. 636, 1926.

alle diese Bänder zugleich über die Leitung überträgt. Auf der Empfangsseite muss das einzelne Band aus diesem Frequenzgemisch ausgesiebt und dem zugehörigen Empfänger zugeführt werden. Das hierzu geeignete Schaltungsmittel ist die Siebkette.

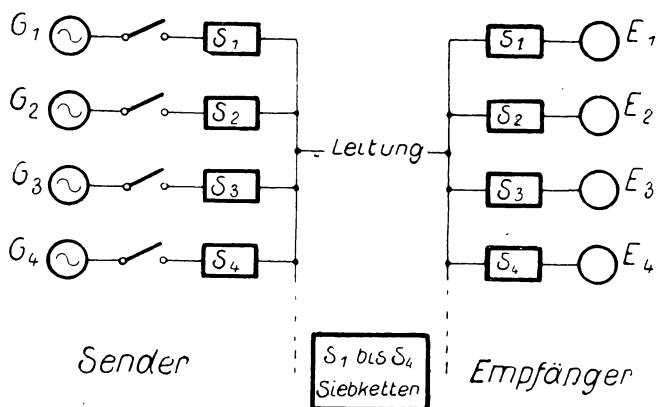


Bild 30 — Anwendung der elektrischen Siebketten in der Mehrfachtelegraphie mit tonfrequenten Wechselströmen.

Bild 30 erläutert das Grundschemata der Mehrfachtelegraphie mit Trägerströmen.

Es bedeuten:

- $G_1, G_2, \dots$ die Wechselstromquellen der Sender,
- $E_1, E_2, \dots$ die zu $G_1, G_2, \dots$ gehörigen Empfangsapparate,
- $S_1, S_2, \dots$ die Siebketten zu den Verbindungen $G_1 E_1, G_2 E_2, \dots$

Die Siebketten auf der Sendeseite dienen dazu, die rechteckige Tastkurve abzurunden; das ist notwendig, weil eine rechteckige Tastkurve ein Frequenzspektrum ergibt, das noch in dem Bereich der benachbarten Siebketten eine störende Intensität besitzt. Die Sendesiebketten erfüllen hier mithin eine ähnliche Funktion wie die Spulenketten des Kabelsenders in der Anordnung nach Bild 15.

25. *Dämpfung der Siebketten im Durchlassbereich.* – Bei der praktischen Anwendung der Wellenfilter ist auch die Dämpfung im Durchlassbereich zu beachten ⁽²⁵⁾. Sie ergibt sich aus Gleichung (2 b), wenn man in den Ausdrücken für $\Re$ und $\Im$ die Verluste in den Spulen und Kondensatoren berücksichtigt. Die Grösse $\cos g$ wird dann komplex:

$$\cos g = A + iB.$$

Andererseits ist

$$\cos g = \cos(b + ia) = \cos b \cos a + i \sin b \sin a$$

Durch Gleichsetzen der rechten Seiten der beiden letzten Gleichungen und Trennung des Reellen vom Imaginären erhält man

$$\left. \begin{aligned} \cos b \cos a &= A \\ \sin b \sin a &= B \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

und hieraus

$$\begin{aligned} 2 \sin^2 a &= + (1 - A^2 - B^2) + \sqrt{(1 - A^2 - B^2)^2 + 4B^2} \\ 2 \sin^2 b &= - (1 - A^2 - B^2) + \sqrt{(1 - A^2 - B^2)^2 + 4B^2} \end{aligned} \quad (8)$$

Die Formeln (8) gelten allgemein, sowohl im Durchlassbereich als auch im Sperrbereich der Kette und an den Grenzen der Bereiche. Für die Berechnung der Dämpfung im Durchlassbereich ist es bequemer, eine von H. F. MAYER ⁽²⁶⁾ angegebene Näherungsformel zu benutzen, die für Siebketten beliebiger Schaltung gilt, in denen alle Spulen dieselbe Zeitkonstante τ und alle Kondensatoren denselben dielektrischen Leistungsfaktor δ haben:

$$b = \left(\frac{1}{\tau} + \omega\delta \right) \frac{n}{w} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{4}{w^2} (\omega_0 - \omega)^2}} \quad (9)$$

Darin bedeutet $w = \omega_2 - \omega_1$ die Lochweite; n gibt an, wie

⁽²⁵⁾ Literaturstelle der Fussnote 8.

⁽²⁶⁾ H. F. MAYER, *Ueber die Dämpfung von Siebketten im Durchlässigkeitsbereich*. « Elektrische Nachrichtentechnik », Bd. 2. S. 335. 1925.

oft die A -Kurve die ω -Achse im Durchlassbereich schneidet (vgl. Bild 28). Z. B. ist für die einfache Siebkette $n = 1$, für das Doppelsieb $n = 2$. Die Grösse $\omega_0 = \frac{1}{2} (\omega_1 + \omega_2)$ ist die mittlere Kreisfrequenz des Durchlassbereiches; für ω_0 wird b am kleinsten:

$$b_{\min} = \left(\frac{1}{\tau} + \omega_0 \delta \right) \cdot \frac{n}{\omega} \quad (9)$$

Die Dämpfungskurve hat die im Bild 31 angegebene Gestalt. K. Küpfmüller⁽²⁷⁾ hat gezeigt, dass die Dämpfung

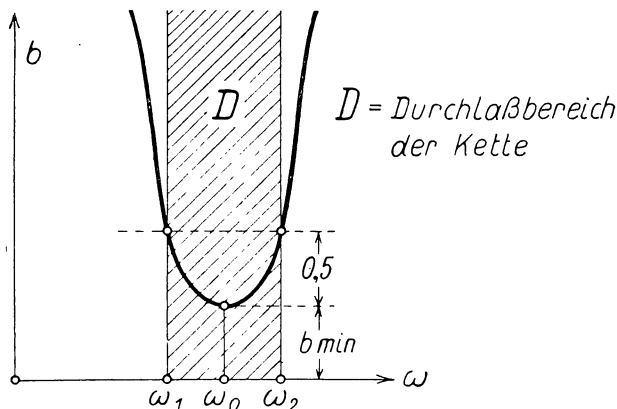


Bild 31 — Ermittlung des Durchlassbereichs einer Siebkette mit Verlusten aus der Dämpfungskurve.

an den Durchlassgrenzen um etwa 0,5 über dem Mindestwert $b_{\min}$ liegt; aus dieser Angabe kann man für eine experimentell vorgelegte Dämpfungskurve den Durchlassbereich bestimmen.

IV. ANPASSUNGSFRAGEN.

26. *Kennwiderstand und Anpassungsschaltungen.* — Siebketten, wie Kettenleiter überhaupt, können die gewünschte Wirkung nur dann voll entfalten, wenn sie an den Sende-

(27) K. KÜPFMÜLLER, *Ueber Einschwingvorgänge in Wellenfiltern.* Elektrische Nachrichtentechnik, Bd. 1, S. 141, 1924.

stromkreis und auch an den Verbrauchsstromkreis angepasst sind. Hierzu müssen die Scheinwiderstände der angeschlossenen Kreise mit dem Kennwiderstand der Kette übereinstimmen. Diese Forderung wird kaum jemals für einen grösseren Teil des Uebertragungsbereiches erfüllt sein, schon weil der Kennwiderstand der Siebketten erster und zweiter Art sich im Durchlassbereich in weiten Grenzen ändert ⁽²⁸⁾. Man kann aber die Anpassung der Kette an einen gegebenen äusseren Stromkreis durch dazwischen geschaltete Ausgleichskreise wesentlich verbessern, wie dies Otto J. ZOBEL ⁽²⁹⁾ sowie F. STRECKER und R. FELDTKELLER ⁽³⁰⁾ für den wichtigsten Fall der Anpassung an einen Stromkreis mit Ohmschen Widerstand gezeigt haben.

V. EIGENSCHWINGUNGEN VON KETTENLEITERN.

27. *Allgemeines.* – Beim Gebrauch von Kettenleitern in der elektrischen Nachrichtenuebermittlung sind auch die *Eigenschwingungen* zu beachten. Jede Nachrichtengebung, sei es durch Fernsprechröme, durch Telegraphierimpulse oder durch modulierte Trägerströme, beruht auf Aenderungen der Stromstärke. In schwingungsfähigen Systemen, zu denen auch die Wellensiebe gehören, werden durch die von aussen her erzwungenen Stromänderungen die Eigenschwingungen angeregt. Da die Eigenschwingungen die zu übertragenden Signale stören, wird man die Verhältnisse zweckmässig so zu wählen haben, dass die Eigenschwingungen möglichst schwach angeregt werden. Um diese

⁽²⁸⁾ Dies folgt aus den Ausdrücken (2a') und (2a''): im Durchlassbereich ist $\cos \frac{1}{2}g = \cos \frac{1}{2}a$; a ändert sich mindestens von 0 auf π .

⁽²⁹⁾ OTTO J. ZOBEL. *Theory and design of uniform and composite electric wave-filters.* „The Bell System Technical Journal“, Bd. 2. Heft 1. 1923. — *Transmission characteristic of electric wave-filters.* „The Bell System Technical Journal“, Bd. 3. Heft 4. 1924.

⁽³⁰⁾ F. STRECKER und R. FELDTKELLER. *Ueber Anpassung und Nachbildung von Kettenleitern.* „Wissenschaftl. Veröff. a. d. Siemens Konzern“. Bd. 5. Heft 3. 1927.

Aufgabe zu lösen, muss man den Verlauf und die Anreibungsbedingungen der Eigenschwingungen kennen ⁽³¹⁾.

28. *Lage der Eigenfrequenzen.* — Was zunächst die Frequenzen der Eigenschwingungen angeht, so kann man allgemein zeigen, dass sie sämtlich im Innern des durchlässigen Bereiches liegen ⁽³²⁾. Es sei z. B. eine n -gliedrige, am Ende offene Kette gegeben (ein Fall, der beim Abschluss der Kette durch den Gitterkreis eines Verstärkers vorliegt). Dann ist nach Gleichung (2)

$$U_c = \frac{U_a}{\cos ng}.$$

Zur Bestimmung der Eigenfrequenzen dient die Stammgleichung

$$\cos ng = 0$$

Ihre Lösungen sind

$$g_k = i(2k-1) \frac{\pi}{2n} \quad ; \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (10)$$

Die zugehörigen Eigenfrequenzen ω_k ergeben sich durch Einsetzen der g_k in die Gleichung (2 b):

$$\sin \frac{1}{2} g_k = \frac{1}{2} \sqrt{\Re \Im}.$$

Hieraus folgt:

$$-\sin^2 \frac{(2k-1)\pi}{4n} = \frac{\Re \Im}{4} \quad (11)$$

⁽³¹⁾ K. W. WAGNER, *Die Theorie des Kettenleiters nebst Anwendungen*. Abschnitt 8. « Archiv für Elektrotechnik », Bd. 3, S. 323, 1915. — *Ueber eine Formel von Heaviside zur Berechnung von Einschaltvorgängen*. Abschnitt 9. « Archiv für Elektrotechnik », Bd. 4, S. 172, 1916. — J. R. CARSON und O. J. ZOBEL, *Transient Oscillations in electric wave-filters*. « Bell System Technical Journal », Juli 1923.

⁽³²⁾ K. W. WAGNER, *Einschaltvorgänge bei Siebketten mit beliebiger Gliederzahl*. « Wissensch. Veröff. a. d. Siemens-Konzern », Bd. 2, S. 189, 1922.

Nun liegt im durchlässigen Frequenzbereich

$$\cos g = 1 + \frac{\Re S}{2}$$

zwischen -1 und $+1$ (siehe Bild 9), mithin $\frac{\Re S}{4}$ zwischen -1 und 0 . Die linke Seite der Gleichung (11) liegt ebenfalls immer zwischen denselben Grenzen; also müssen auch die Eigenfrequenzen ω_k im Durchlassbereich liegen, denn es sind diejenigen Werte, für welche die rechte Seite der Gleichung (11) gleich der linken wird.

Für eine einfache Siebkette ist die Anzahl k der Eigenfrequenz genau gleich der Anzahl n der Glieder. Zwar ist die Gleichung (10) für alle ganzzahligen Werte $k = 1$ bis $k = \infty$ erfüllt; wegen der Periodizität des Sinus auf der linken Seite der Gleichung (11) geben aber nur die ersten n Werte von k lauter verschiedene ω_k ; dann wiederholen sich diese.

Bei einem n -gliedrigen Bandfilter mit schmalen Durchlass liegen alle n Eigenschwingungen dicht nebeneinander; erregt man sie, so erhält man ausgeprägte Interferenzerscheinungen. Bild 32 zeigt diese für eine dreigliedrige einfache Siebkette,

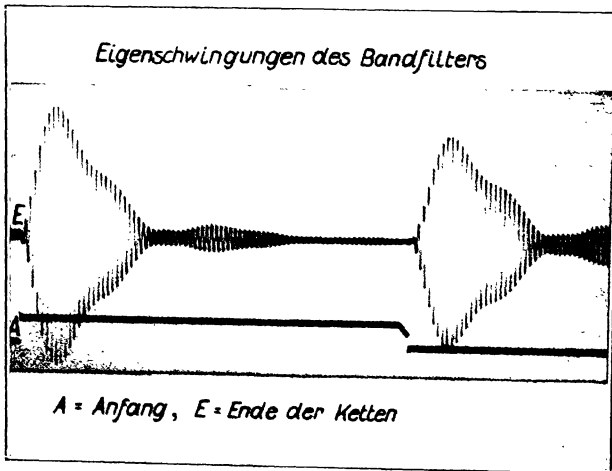


Bild 32 — Eigenschwingungen eines dreigliedrigen Bandfilters, angestoßen durch An- und Abschalten einer Gleichspannung.

(Schaltung nach Bild 28, oben) mit den Konstanten $L = 0,195$ Henry; $K = 0,237 \mu F$; $C = 4 \mu F$. Der Durchlassbereich erstreckt sich von 740 bis 824 Hertz; die Mindestdämpfung beträgt $b = 0,47$. Die Kette wurde durch An- und Abschalten einer Gleichspannung erregt (untere Kurve); die obere Kurve stellt die Eigenschwingungen im Strom I_e am kurzgeschlossenen Ende der Kette dar.

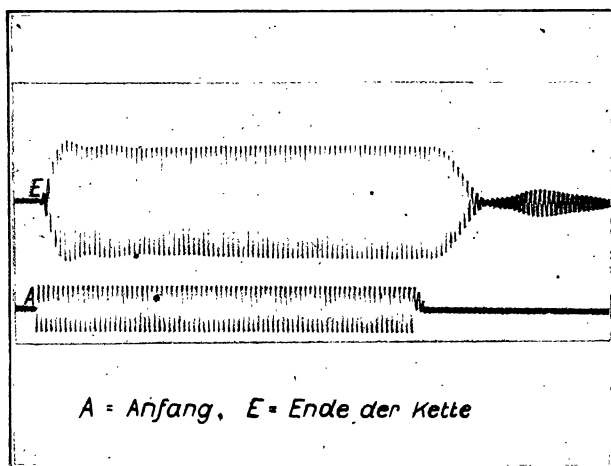


Bild 33 — Eigenschwingungen eines dreigliedrigen Bandfilters, angestossen durch An- und Abschalten einer Wechselspannung, deren Frequenz im Durchlassbereich liegt (Einschwingvorgang).

Ähnliche Eigenschwingungen werden auch durch An- und Abschalten einer Wechselspannung erregt; es ist dabei gleichgültig, ob ihre Frequenz innerhalb oder ausserhalb des Durchlassbereiches liegt. Den ersten Fall veranschaulicht Bild 33 ($f = 750$ Hertz), den zweiten Bild 34 ($f = 1970$ Hertz).

Liegt die erregende Frequenz innerhalb des Durchlassbereiches, so verursachen die Eigenschwingungen eine Abrundung der Zeichen, die man am Bild 33 erkennt und die bei der Wechselstromtelegraphie die Telegraphiergeschwindigkeit bei gegebenem Durchlass beschränkt (Bild 35).

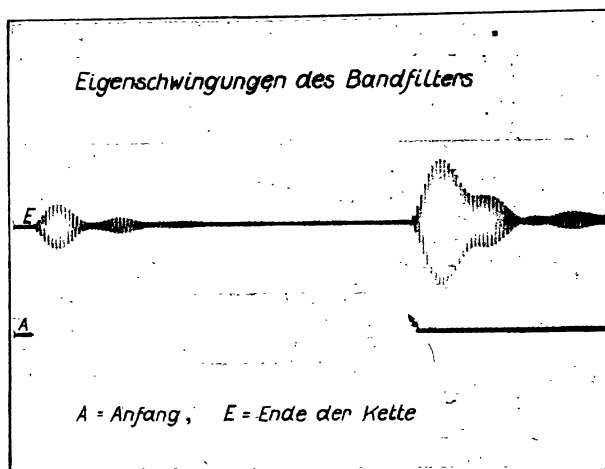


Bild 34 — Eigenschwingungen eines dreigliedrigen Bandfilters, angestossen durch An- und Abschalten einer Wechselspannung, deren Frequenz ausserhalb (oberhalb) des Durchlassbereiches liegt.

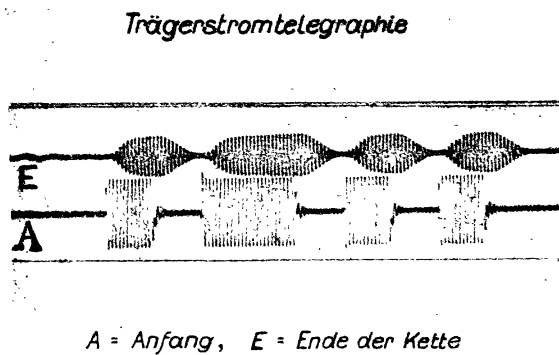


Bild 35 — Zeichenverzerrung in der Trägerstromtelegraphie durch den Einschwingvorgang der Siebkette bei engem Durchlass.

29. *Einschwingzeit von Bandfiltern.* – Allgemeine Gesetze über die Einschwingzeit bei Wellenfiltern sind von K. KÜPFMÜLLER angegeben worden ⁽³³⁾.

Streng genommen ist die Zeit bis zum endgültigen Eintritt des stationären Zustandes unendlich gross. Praktisch kann man als Einschwingdauer die Zeit ansehen, die von dem Augenblick vergeht, in dem der Strom am Ausgang des Filters merkliche Werte annimmt bis zu dem Zeitpunkt, in welchem der Endwert des Stromes zum ersten Mal erreicht wird. Diese Definition ist zwar nicht ganz scharf, aber praktisch völlig ausreichend. KÜPFMÜLLER berechnet die so bestimmte Einschwingdauer für ein ideales Bandfilter, das ist eine Siebkette, die ausserhalb des Durchlassbereiches vollkommen sperrt. Die Frequenz der Trägerschwingung soll in der Mitte des Durchlassbereiches liegen. Dann ist die Einschwingzeit

$$T = \frac{5,5}{w} = \frac{0,88}{Jf} \quad (12)$$

Jf ist die Lochweite in Hertz, $w = 2\pi \cdot Jf = \omega_2 - \omega_1$ die Lochweite in Kreisfrequenzen ausgedrückt. Bei der Anwendung der Siebketten zur Zeichenübertragung ist die Einschwingzeit T durch die höchst zulässige Verzerrung gegeben; Gleichung (12) dient dann zur Berechnung der erforderlichen Lochweite.

30. *Zusammenhang zwischen Einschwingdauer und Winkelmass.* – In Kettenleitern mit geringen Verlusten (Pupinleitungen, Kondensatorketten, u. dergl.) hängt die Dauer der Einschwingvorgänge mit dem Frequenzgang des Winkelmasses a eng zusammen. K. KÜPFMÜLLER und H. F. MAYER haben folgende allgemeine Regel gefunden ⁽³⁴⁾. Man bestimmt

⁽³³⁾ K. KÜPFMÜLLER, *Ueber Einschwingvorgänge in Wellenfiltern.* „Elektr. Nachrichtentechnik“, Bd. 1, S. 141, 1924.

⁽³⁴⁾ K. KÜPFMÜLLER u. H. F. MAYER, *Ueber Einschwingvorgänge in Pupinleitungen und ihre Verminderung*, „Wissenschl. Veröff. a. d. Siemens-Konzern“, Bd. 5, S. 51, 1926. Die angegebene Regel gilt gemäss

aus dem Winkelmaß a die sogenannte « Laufzeitkurve » (Bild 36)

$$\tau(\omega) = \frac{da}{d\omega} \quad (13)$$

Die Minimalordinate dieser Kurve, τ_0 gibt die Zeit an, die nach dem Einschalten verfließt, bis der Strom am Ausgang der Kette eben merklich wird. τ_0 entspricht begrifflich der

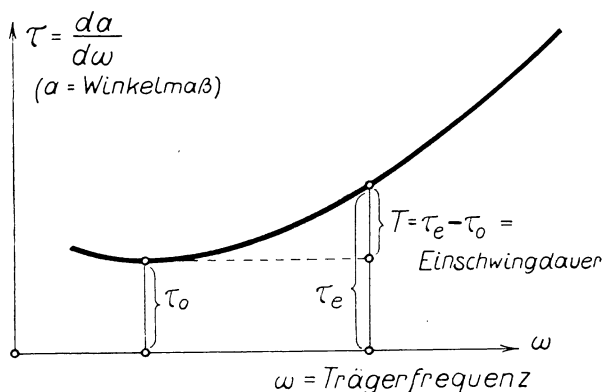


Bild 36 — Ermittlung der Einschwingzeit von Ketten mit überwiegender Phasenverzerrung (z. B. Pupinleitungen und Kondensatorketten) nach K. Küpfmüller und H. F. Mayer.

Laufzeit (Leitungslänge dividiert durch die Wellengeschwindigkeit) bei der homogenen Leitung. Für die Trägerfrequenz ω sei die Ordinate τ_e ; sie bestimmt die Zeit vom Einschaltmoment bis zu dem Augenblick, in dem Frequenz ω ihren Endwert zum ersten Mal erreicht, also praktisch das Ende des Ausgleichsvorganges. Mithin ist

$$T = \tau_e - \tau_0 \quad (14)$$

die Einschwingdauer.

ihrer Herleitung für Systeme mit überwiegender Phasenverzerrung. Auf Siebketten mit schmalen Durchlass ist sie daher nicht anwendbar.

31. *Einschwingdauer der Pupinleitung.* – Für das Glied einer *Pupinleitung* ergibt sich aus

$$\cos a = 1 - \frac{2\omega^2}{\Omega^2}$$

$$\left(\frac{da}{d\omega}\right)_{\omega} = \frac{2}{\Omega} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\Omega^2}}} = \tau_e ; \quad \left(\frac{da}{d\omega}\right)_{\min} = \frac{2}{\Omega} = \tau_0 \quad (14a)$$

$$T = \frac{2}{\Omega} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\Omega^2}}} - 1 \right).$$

Hat die *Pupinleitung* n Spulenfelder, so wird a und damit auch T n -mal so gross:

$$T_n = \frac{2n}{\Omega} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\Omega^2}}} - 1 \right) \quad (15)$$

Diese Formel ist auch auf andern Wegen hergeleitet ⁽³⁵⁾ und vielfach bestätigt worden. Das Einschwingen dauert um so länger, je näher die Betriebsfrequenz ω an der Grenzfrequenz Ω liegt, auch wächst die Einschwingzeit proportional n , d. h. proportional der Leitungslänge. Bild 37 ⁽³⁶⁾ zeigt den Einschwingvorgang für eine 1020 km lange Kabelleitung mit der Grenzfrequenz $16\,800/2\pi$ Hertz beim Einschalten einer Wechselspannung der Frequenz $9000/2\pi$ Hertz. Die untere Kurve stellt die Spannung am Anfang der Leitung, die mittlere die Spannung am Ende der Leitung dar. Man erkennt deutlich, wie die tieferen Frequenzkomponenten des Schwingungsspektrums der Einschaltspannung

⁽³⁵⁾ J. R. CARSON und O. J. ZOBEL, *Transient Oscillations in electric wave-filters*. « Bell System Techn. Journ. », Juli 1923. — F. POLLACZEK *Theorie der Einschwingvorgänge des vielgliedrigen künstlichen Kabels*. « Elektr. Nachrichtentechnik », Bd. 2, S. 197, 1925.

⁽³⁶⁾ Aus der Arbeit von KÜPFMÜLLER und MAYER (Fussnote 34).

entsprechend ihrer kürzeren Laufzeit zuerst ankommen ⁽³⁷⁾; sie verklingen allmählich, während sich zugleich die Dauerschwingung aufbaut.

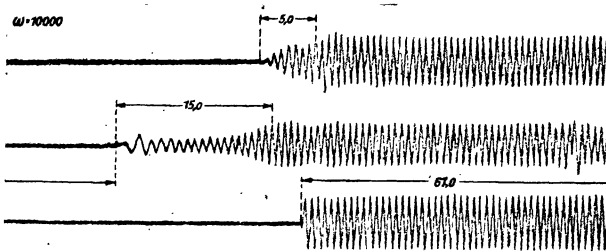


Bild 37 — Einschwingvorgang eines 1020 Km langen Frensprechkabels (Grenzfrequenz $1680/2\pi$ Hertz) beim Einschalten einer Wechselspannung der Frequenz $10000/2\pi$ Hertz. — Unten: Spannung am Anfang des Kabels. In der Mitte: Spannung am Ende des Kabels (Einschwingdauer 15 ms). Oben: Spannung hinter einer Phasenausgleichskette am Ende des Kabels (Einschwingdauer auf 5 ms verkürzt).

32. *Mittel zur Verkürzung der Einschwingdauer.* — Beim Fernsprechen stören die Ausgleichsvorgänge, sobald sie die Dauer der kürzesten Sprechlaute erreichen oder überschreiten; man vernimmt sie als klingendes Nebengeräusch. Ihre Dauer lässt sich bis auf das zulässige Mass dadurch verkürzen, dass man die Grenzfrequenz Ω der Pupinleitung genügend hinaufsetzt (vgl. Gl. 15); man kommt so für lange Leitungen zu der sogenannten *schwachen* oder *leichten Pupinisierung*.

Ein Mittel zur Abkürzung des Einschwingvorganges in einer gegebenen Pupinleitung ist der von Siemens und Halske entwickelte *Phasenausgleich* ⁽³⁸⁾. In Reihe mit der Pupinleitung wird ein Kettenleiter geschaltet, dessen Win-

⁽³⁷⁾ Auf die hierdurch eintretende Verzerrung der Sprachlaute in Pupinleitungen hat der Verfasser bereits in der vom Reichspostministerium herausgegebenen Denkschrift über das Fernsprechen im Weitverkehr hingewiesen (S. 30 bis 32, Berlin, 1923, Wilhelm Ernst und Sohn). Siehe auch « ETZ », 1924, S. 28-29.

⁽³⁸⁾ Literaturstelle der Fussnote 34.

kelmass einen solchen Frequenzgang hat, dass das Winkelmass der Gesamtanordnung in dem für die Uebertragung nötigen Frequenzbereich mit der Frequenz linear ansteigt:

$$\frac{da}{d\omega} = \text{const.}$$

Mit bestimmten Formen der im Bild 7 dargestellten Ketten dritter Art mit Kreuzgliedern lässt sich diese Bedingung annähernd erfüllen. Die obere Kurve im Bild 37 zeigt die durch den Phasenausgleich in dem vorliegenden Fall erzielte Verkürzung der Einschwingdauer von 15 auf 5 Millisekunden.

33. *Einschwingdauer der Kondensatorleitung.* – Für das Glied einer *Kondensator-kette* mit der Grenzfrequenz Ω ist im Durchlassbereich nach Gleichung (6) und (6 a)

$$\cos a = 1 - \frac{2\Omega^2}{\omega^2}$$

Hieraus folgt

$$\left(\frac{da}{d\omega}\right)_{\omega} = \frac{2\Omega}{\omega^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2}}} = \tau_e ;$$

$$\left(\frac{da}{d\omega}\right)_{\min} = 0 = \tau_o \text{ (für } \omega = \infty \text{)} .$$

Daraus ergibt sich die Einschwingzeit der n -gliedrigen Kette beim Einschalten einer Schwingung der Kreisfrequenz ω :

$$T_n = \frac{2n\Omega}{\omega^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2}}} \quad (16)$$

VI. ZUSAMMENFASSUNG.

Der stürmische Fortschritt, den wir in der Technik der Neuzeit immer wieder erleben, bringt es mit sich, dass die praktische Anwendung neuer Dinge ihrer wissenschaftlichen

Erklärung häufig voraneilt. Bei den Wellensieben war es umgekehrt; hier haben wir einmal den Fall, dass die Forschung der Technik ein zum praktischen Gebrauch fertiges Geschenk auf den Tisch gelegt hat. Heute gehören die Kettenleiter und Wellenfilter ebenso wie die alte Wheatstonesche Brücke und andere Anordnungen zu den geläufigen Stromkreiselementen der Elektrotechnik.

Aus der grossen Zahl ihrer nützlichen Anwendungen konnten die vorangehenden Ausführungen nur einen Ausschnitt bringen.

Nouveau Système de téléphonie optique par la lumière visible ou ultraviolette

par

M. Q. Majorana – Bologna

Je désire attirer l'attention de mes Collègues sur une recherche que j'ai exécutée tout récemment ; son principal intérêt a un caractère pratique, mais au point de vue théorique cette recherche présente quelque caractère nouveau.

Je ne demanderai que quelques minutes à mes chers Collègues, me réservant de les prier de vouloir bien assister, un de ces soirs, à une expérience pratique se rapportant à ma communication.

Lorsque, il y a deux ans, j'ai commencé cette recherche, parmi les différentes méthodes de télécommunication par les radiations de caractère optique, on n'en connaissait pas une qui permettait la transmission de la parole par les radiations ultraviolettes.

La lumière ultraviolette a été employée, comme on sait, par M. Wood pour transmettre des signalations télégraphiques par le code Morse.

C'est moi qui ai eu l'idée de me servir de ces radiations même pour la transmission de la parole.

La disposition qu'on pouvait étudier pour résoudre ce problème, aurait pu être semblable à celle de l'arc chantant employé ou adopté, il y a une trentaine d'années, par MM. Simon, Cram Hayes et Ruhmer. Mais j'ai écarté tout de suite l'usage de l'arc dans l'air, à cause de son instabilité, ainsi qu'à cause du grand débit d'énergie et d'autres inconvénients, que je ne rappellerai pas ici.

J'ai fixé mon attention sur la possibilité de moduler acoustiquement la lumière émise par une lampe à vapeurs de mercure. À cet égard j'ai essayé plusieurs dispositions expérimentales, que je ne vais pas décrire. Ce qui résulte de ce travail c'est que lorsqu'on adopte une disposition modulante semblable à celle de Ruhmer, c'est à dire avec une simple connection du circuit du microphone (avec ou sans sa propre pile) avec le circuit de la lampe à mercure, la modulation de celle-ci est possible; seulement elle est quelque peu moins intense qu'elle ne l'est pour l'arc électrique ordinaire entre charbons dans l'air.

En vue de ce résultat, j'ai décidé de faire agir sur l'arc à mercure un courant microphonique amplifié par une lampe à trois électrodes. Ce courant est transféré par une bobine d'induction dans le circuit de l'arc. L'intensité du courant de celui-ci reste par ce moyen modulée et subit des variations très considérables dans sa propre valeur (2 ou 3 ampères sous une tension de 70 volts), lorsqu'on parle devant le microphone. C'est ce qui a été vérifié par des essais avec le miroir tournant et avec l'oscillographe.

La lumière émise par la vapeur de mercure est ainsi modulée et je l'ai utilisée dans la réalisation du système de téléphonie, dont je parle; du poste transmetteur part un faisceau de rayons modulé de cette façon et concentré dans une direction déterminée par un miroir ou par une lentille. Cette lumière peut être filtrée et réduite p. e. à la lumière ultraviolette appelée « lumière de Wood », 3655 Å.

Au poste récepteur, je me sers d'une cellule photoélectrique, qui peut être à cadmium, à sodium ou à potassium, selon la longueur d'onde de lumière utilisée.

Cette lumière est ordinairement concentrée sur la cellule par une lentille. Mais jusqu'à 3 ou à 4 kilomètres, et pendant la nuit, on peut se passer de l'usage de celle-ci. Le courant de la cellule est renforcé par des lampes à trois électrodes (de 1 à 4 selon les cas).

Si aux postes transmetteur et récepteur on se sert d'une lentille de 30-40 cm. de diamètre, on peut recueillir la voix,

même en haut parleur, à plusieurs kilomètres de distance. Si l'on se borne à la simple réception avec le casque, on parvient à entendre distinctement la parole même à 20 kilomètres.

La réception peut être effectuée soit en employant la lumière totale, soit en limitant celle-ci à la lumière Wood, et cela à l'aide d'un verre à l'oxide de nickel.

Dans ce dernier cas la réception est en général plus faible. L'œil, à une distance de quelques kilomètres, n'est plus impressionné directement par le faisceau des rayons ultra-violets. La communication téléphonique est ainsi parfaitement dirigée et secrète.

C'est déjà depuis l'année dernière que j'ai obtenu ces résultats. Un comité, qui s'intéressait à ces recherches, a pu assister à celles-ci et les contrôler. Mais c'est seulement depuis le 30 avril dernier que ces recherches sont du domaine public.

Après cette date MM. le Dr. Donald et C. Stockberger ont publié dans le *General electric Review* la notice de recherches analogues aux miennes ; pourtant ils ne font pas connaître l'application pratique de leurs recherches et ils ne précisent pas jusqu'à quelle distance ce système peut être employé.

J'ai ici à Côme mes appareils, qui vont me permettre de faire un essai pratique de transmission entre le pavillon de la Marine à l'exposition et l'Hôtel Plinius. Cet essai sera exécuté d'une manière toute simple : on transmettra la parole seulement du pavillon de la Marine à l'autre station, car ici je ne dispose pas d'une double installation.

J'ai l'honneur de prier MM. les Congressistes de vouloir bien assister ce soir à des expériences avec les appareils susdits ⁽¹⁾.

⁽¹⁾ Le soir de ce même jour et les soirs suivants ont eu lieu les essais ci-dessus exposés, à la présence de nombreux Congressistes.

The Physical and Biological Effects of High-frequency Sound-waves of Great Intensity

by

R. W. Wood - Baltimore

The experiments which I am about to describe were made during the past year in collaboration with Mr. Alfred L. Loomis at his private laboratory in Tuxedo Park. N. Y. and deal with the very surprising and remarkable effects obtained with sound-waves of high frequency and great intensity generated in an oil-bath by a piezo-electric oscillator of quartz operated at 50,000 volts and vibrating 300,000 times per second.

The radiation pressure exerted against a glass disk 8 cm. in diameter amounts, under certain circumstances, to 150 grams, and when operating against the free surface of the oil (from which the radiation is totally reflected) raises it in a mound 7 cm. in height, surmounted by a fountain of oil drops, some of which are projected to an elevation of 30 or 40 cm.

The waves can be transmitted along a glass thread 0.2 mm. in diameter and a metre or more in length, and the end of the thread, if squeezed between the thumb and finger burns a groove in the skin. A tapering glass rod, 0.5 mm. in diameter at the tip, can be thrown into vibration of such intensity that a wood block smokes and emits sparks when pressed against the tip, the rod burning its way rapidly through the wood, leaving a hole with blackened edges. If a glass plate is substituted for the wood, the rod drills

its way through the plate, throwing out the displaced material in the form of a fine powder or minute fused globules of glass.

If the waves are passed across the boundary separating two liquids such as oil and water or mercury and water, more or less stable emulsions are formed. Chemical reactions are accelerated, crystallizations started, and other remarkable effects produced by these very intense super-sonic vibrations.

The method employed in the generation of the waves is essentially the one developed by Professor Langevin in 1917 for the purpose of locating submarines by the echo of a narrow beam of high-frequency sound-waves. Shortly thereafter experiments along similar lines were inaugurated by the British and American navies.

In Langevin's original apparatus the vibrations of the piezo-electric quartz plate were excited by a Poulsen arc in connexion with suitable condensers and coils. Voltages as high as thirty or forty thousand were applied to the plates, and the amplitude of the waves raised to such a degree that small fish were killed by the radiation and pain of considerable severity was experienced when the hand was thrust into the water in the tank. The Poulsen arc proved troublesome, however, owing to its instability, which made it impossible to keep the electrical vibration in tune with the natural frequency of the quartz plate, and it was speedily supplanted by the vacuum tube, which is used exclusively at the present time.

Since the coefficient of viscosity increases with the square of the frequency, comparatively low frequencies only can be employed when beams of sound are to be projected under water over long distances for signalling or other purposes. Voltages of one or two thousand at frequencies of from 30 to 40 thousand are used for the most part in work of this nature.

In our experiments this limitation is not imposed, since absorption of the radiation by the medium does not interfere

to any great degree with the study of effects close to the source, and we operate usually with voltages in the vicinity of 50,000 at frequencies ranging from 200,000 to 500,000.

DESCRIPTION OF THE APPARATUS.

The apparatus employed in the present work was built in the Research Laboratory of the General Electric Co. at Schenectady. It consists of a two kilowatt oscillator, designed originally for an induction furnace, a bank of oil condensers, giving capacities up to 0.1 microfarad, a large variable air condenser, and several pairs of coaxial coils for raising the voltage. The primary or outer coil consisted of from 7 to 20 turns of Litzendraht cable, the coils varying from 16 to 25 cm. in diameter. The secondary coils were wound on glass cylinder (100 to 250 turns) and mounted within the primaries. The use of several coils was found to be necessary as we employed quartz plates varying in thickness from 7 to 14 mm., with which we obtained waves with frequencies ranging from 100,000 to 700,000 cycles per second. The quartz plates were circular disks, and when in operation, one of them rested on a disk of sheet lead at the bottom of a dish of transformer oil. The other electrode consisted of a disk of very thin sheet brass resting on the upper surface of the quartz.

PRESSURE DUE TO THE RADIATION.

We have already mentioned the pressure developed against the free surface of the oil above the quartz vibrator as a result of the reflexion of the radiation. In the case of reflexion from plates of glass or metal the magnitude of the effect can be measured. We found that a glass disk 8 cm. in diameter attached to a glass rod would support a weight of 150 grams. The pressure is a maximum when the distance between the under surface of the plate and the upper surface of the quartz oscillator is a whole number of half wave-

lengths. Under this condition the reflected wave strikes the oscillator when its phase is such as to reflect the wave back to the plate. The energy is thus imprisoned by multiple reflexion between the vibrator and the plate, and the amplitude rises to a very high value, for the same reason that the amplitude of vibration of the stationary waves on a thread attached to a vibrating tuning-fork may be twenty or thirty times the amplitude of the fork when the length of the thread is properly adjusted.

If the rod which supports the glass plate is held in the fingers and the plate pushed down gradually into the oil a strong resistance is encountered periodically, as if the plate were breaking its way through a series of resisting films. In the positions of maximum pressure the energy is reflected back and forth between the oscillator and plate. In the positions of minimum pressure the wave reflected down from the plate meets the oscillator when it is in such a phase as to transmit the reflected wave. That such is the case was shown by the following experiment.

The quartz oscillator was mounted vertically in a large oil bath and a metal vane hung by a bifilar suspension at a short distance to one side of it. With the oscillator functioning, this vane was deflected to one side by the pressure of the radiation. If now a glass plate was immersed in the oil on the opposite side of the oscillator, the deflexion of the vane increased periodically as the glass plate was moved towards the oscillator.

This shows us that to get the maximum amount of energy from the oil into a bath of some other liquid (or into a solid) immersed in the oil the distance between the bottom of the bath and the upper surface of the oscillator must be so adjusted that the energy builds up between the two by multiple reflexions. A beaker of water, for example, is heated much more rapidly when the above condition is fulfilled. This operation will be referred to in future as adjusting for energy density.

The height of the oil mound raised above the surface

over the plate depends in the same way upon the depth of the oil. We have never obtained a smooth uniform mound, as might be expected with low amplitude if the plate were simply expanding and contracting as a whole. With the oscillator operated at low voltage, a number of humps appear on the surface which shift their position with every alteration in the capacity of the condenser. When the frequency of the electrical oscillation is tuned exactly to the natural frequency of the crystal plate the oil mound rises to a height of 7 cm., its summit erupting oil drops like a miniature volcano. Further increase of the power gave a mound 10 cm. in height, but the quartz plate broke into fragments. A photograph of the oil fountain taken against a very bright background with an exposure of $1/500$ second is reproduced on Plate I. fig. 1.

STATIONARY WAVES ON TUBES.

If a glass tube a metre long and 2 or 3 cm. in diameter, closed at the bottom like a test-tube, is coated on the inside, with a layer of a heavy oil, the oil gathers itself together in rings about 3 mm. apart, which line the tube from top to bottom, as soon as the lower end is dipped into the vibrating oil over the quartz plate. The rings appeared to be interrupted in places by another system of waves, and a permanent record of the pattern was secured by substituting paraffin, coloured with aniline red, for the oil and using it in a warm tube. A photograph of a portion of the tube with the rings cut across into a pattern of regularly spread dots is reproduced on Plate II. fig. 2.

The wave-length of the oblique system is about 1.5 times that of the horizontal system.

We at first attributed the rings to a stationary system of compressional waves formed by interference between disturbances reflected down from the top of the tube with those coming up from below, but the velocity deduced from the wave-length and frequency was much less than the

velocity of sound in glass. The waves turned out to be transverse vibrations, the wave-length being but a small fraction of the diameter of the tube. If a similar glass tube was used without the oil and the outer surface heated to the softening point in the flame of a blast-lamp while the vibrations were running up and down the tube, the stationary system was permanently recorded in the glass, and could be made visible by casting a shadow of the tube with sunlight (or light from any concentrated source) on a sheet of a paper held at a distance of 10 or 15 cm. from the tube. A shadow photograph made in this way is reproduced on Plate II. fig. 3.

We have made no careful study of the modes of vibration of a tube for high frequencies, and have no explanation for the oblique system of greater apparent wave-length. It seems evident, however, that the velocity of propagation is greater for the waves forming this system than for the others. It was observed also, as the tube cooled down, that the paraffin remained fluid longer in those portions of the tube where the double system registered than at other places, indicating that the internal heating of glass was greater here than elsewhere.

TRANSVERSE WAVES ON GLASS PLATES, RODS AND THREADS.

If a glass rod is cemented with sealing-wax to the centre of a circular glass disk, dusted with lycopodium, a beautiful system of concentric circular rings forms on the plate as soon as the lower end of the rod is brought into contact with the vibrating oil-bath.

These rings are formed at the nodal lines of a system of stationary waves in the plate, formed by the interference of the waves reflected from the rim with those radiating from the centre. If the disk is thicker at the centre than at the rim (we used the base and stem of a broken wine-glass) the distance between the rings is less at the rim than at the centre, from which the inference can be drawn that the

waves are transverse vibrations, which is to be expected considering the arrangement of the rod and disk. The velocity is higher at the thick than at the thin portions, consequently the rings are further apart.

If the rod is cemented to the disk at a point situated at a small distance from the centre, we obtain the complicated pattern reproduced as a negative (*i. e.* the lycopodium lines black) on Plate III. fig. 4. Here we evidently have the waves reflected from the rim coming to a focus, which becomes a second source of radiation on the side of the centre opposite to the rod, and a system of radiating interference fringes is formed, as with two similar sources of light. The pattern in the immediate vicinity of the sources is of especial interest.

A beautiful system of circular rings of variable spacing is produced by dusting the inner surface of a champagne glass with lycopodium, and touching the base to surface of the vibrating oil. At the rim the rings are closer together than near the centre, where the glass is thicker.

Applying the lycopodium method to a glass rod which has been drawn down in a flame to a long tapering point, the diameter varying from 7 to 0.5 mm., gives us a system of rings, the separation of which decreases rapidly as we pass from the thick to the thin portion. This shows that the velocity of propagation is a function of the diameter of the rod, which will of course be true for transverse, but not for longitudinal disturbances. If the rod terminates in a fine point no rings are formed, since in this case the reflexion from the end is negligible and the stationary wave system is not formed.

More permanent rings better suited for wave-length measurements were made by the following method. A small ball of soft red wax was stuck on the point of the rod held vertically over the oil. This melted and slid down the rod as soon as the lower end was dipped in the oil, owing to heat developed by friction between the vibrating glass and the wax. The wax solidifies in rings above the ball

as it descends leaving a permanent record of the wavelength. Plate III. fig. 5.

In this particular case the rod is drawn down from a glass tube closed at the bottom. The energy abstracted from the oil and thrown into the rod is greater than when a large solid rod forms the collector. Remarkable calorific effects obtained with this type of collector will be described presently.

HEAT DEVELOPED AT CONTACT-POINT BETWEEN VIBRATING RODS AND MATTER.

This type of heating was first accidentally observed when taking the temperature of the oil in the erupting mound over the vibrator. Though the mercury registered only 25°, the thermometer tube became so hot at the point where it was held between the thumb and finger that it had to be released. The heat of course is developed by friction between the vibrating glass stem and the skin of the fingers, or rather by the rapid pounding of the transverse vibrations and becomes unbearable only when the glass is squeezed tightly between the thumb and finger. This same heating is observed when any object such as a rod, tube, beaker or flask is held by the finger and dipped into the vibrating oil-bath. If a glass rod is drawn out into a long thread of the diameter of a horsehair, terminating in a pear-shaped bead, the heat developed, when the end of the thread is squeezed between the fingers and the bead dipped into the oil fountain, is so great that a groove with seared edges is left in the skin. A week later bright red spots similar in appearance to bloodblisters developed, which did not disappear for several weeks. These were perhaps due to an effusion of blood from capillaries deep down in the skin, which were ruptured by the vibration. Still more powerful effects were obtained with rods 0.5 mm. in diameter drawn out from the top of an Erlenmeyer flask the neck of which had been closed by fusion in a blast-lamp. A side tube was fused to the flask, by which it was supported in a clamps-stand furnished with

a rack-and-pinion movement, by which the distance between the flat bottom of the flask and the vibrator could be accurately adjusted for the position necessary for securing the maximum density of the radiation imprisoned between the surfaces. With this condition fulfilled a dry pine-chip pressed against the top of the glass rod, smoked and emitted an occasional spark, while the rod rapidly burned its way through the wood, leaving a hole with charred edges. The heating, of course occurs only at the point of contact, the remainder of the rod being quite cold.

If a plate of glass is pressed lightly against the top of the rod, the surface of the plate is etched at the point of contact. If the pressure is increased the rod drills its way rapidly through the plate, and the microscope shows small globules of molten glass.

This method of conducting the vibration along threads of glass yields a valuable technique for the investigation of the biological effects of the high-frequency vibration, which can thus be applied at a small point on a living organism, egg or embryo under the microscope. We have felt the heat at the end of a thread a metre long and 0.2 mm. in diameter. With the flask form of collector, with proper adjustment for the system of stationary waves between the top of the quartz vibrator and bottom of the flask, the energy thrown into the glass thread is often so great that the thread breaks into pieces.

Another form of collector by which energy can be abstracted from the oil and conducted into a rod or thread is shown in fig. 5., Plate III. — a tube of glass closed with a round bottom and drawn down to rod or thread at the opposite end. The sloping wall of the bottom appears to facilitate the production of transverse waves and it was found also, in experimenting with a flat collector made of a thin plate of glass, drawn off into a rod at one corner, that the most vigorous vibrations occurred in the rod when the plate was immersed in the oil in a slightly oblique position and not when it was parallel to the surface of the quartz plate.

VELOCITY AND DISPERSION OF TRANSVERSE WAVES IN SOLIDS.

By the methods just indicated it is possible to measure the velocity of propagation of the transverse waves if the frequency is known. As has been said, the velocity is a

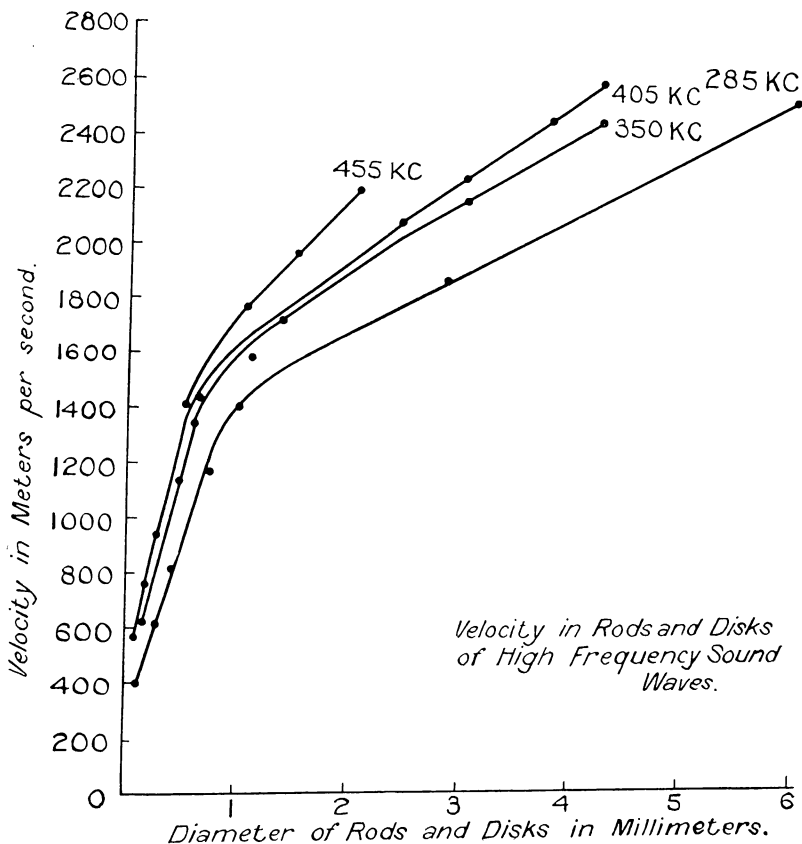


Fig. 1.

function of the diameter of the rod or the thickness of the plate. Observations made with waves generated by quartz vibrators of different thicknesses showed that the velocity was also a function of the frequency, as is the case with light traversing a dispersing medium. We investigated the

phenomenon of dispersion employing disturbances of four different frequencies—441, 405, 350, and 285 thousand vibrations per second—forming the rings of red wax or lycopodium on rods and threads of glass varying in diameter from 6 mm. to 0.1 mm. The results are shown graphically in the curves reproduced in fig. 1. The velocity, which at 285 kilocycles is 2600 metres per second in a glass rod 6 mm. in diameter, falls off to 400 metres in the case of a glass thread 0.1 mm. in diameter.

As the diameter of the rod is increased it becomes increasingly difficult to form the rings, and for values of the order of magnitude of the half wave-length it becomes impossible to obtain any record of the transverse waves, even by the lycopodium method, which is the more sensitive of the two. With very large energy input we several times obtained under these conditions indications of waves of considerably greater wave-length than the transverse ones which we at first believed represented the longitudinal disturbance. Measurements, however, were not in agreement with the known velocity of sound in glass, which is in the neighbourhood of 5000 metres per second.

The dispersion, for a rod of any given diameter, is given by taking the ordinates from the four curves corresponding to the same abscissa, the velocity of propagation increasing with the frequency at first rather rapidly, then more slowly, and finally rapidly again. These values are preliminary only and do not represent a very high degree of accuracy.

SONIC INTERFEROMETER AND THE VELOCITY OF THE WAVES IN LIQUIDS.

Another method was developed for the determination of the velocity in liquids, depending upon the formation of a system of stationary waves between the vibrator and a reflector. We have alluded to the variable periodic pressure exerted upon a plate pushed down through the oil over the vibrator. By counting the number of resisting planes as

the plate is lowered through a measured distance, the wave-length can be determined. It is obvious that the accuracy of this method depends upon the precision with which the points of maximum or minimum pressure can be determined. It was found that the best results were secured by employing electrical means for registering the reaction of the reflected waves upon the piezo-electric vibrator, and a very compact instrument of low power has been developed in collaboration with Prof. J. C. Hubbard, who has already made a series of very satisfactory observations of the velocity of sound in various liquids, solutions, and liquid mixtures. It is possible to obtain results of great accuracy with only a few cubic centimetres of liquid.

It is apparent this method is analogous to the employment of the Fabry and Perot interferometer for determining the wave-length of light, and the apparatus may be termed a Sonic Interferometer. With the plate in the position for maximum pressure, and multiple to-and-fro reflexion of the waves, the condition is similar to that obtaining with a Fabry and Perot instrument illuminated by *parallel rays* at normal incidence, with its plates at such a distance as to secure the maximum transmission of light. If the wave-length of light or the distance between the plates is slightly altered, the transmission falls to a very low value. Transmission in this case corresponds to the entrance of the energy into a beaker of water tuned for maximum energy density, as previously described. In the usual treatment of the Fabry and Perot interferometer one is apt to overlook the circumstance that under certain conditions transmission of the light is refused, as it is customary to illuminate the instrument by an extended luminous source such as a flame—in which case the amount of light transmitted is independent of wave-length, but transmission is permitted in specified directions only, this limitation giving rise to the rings.

HEATING OF LIQUIDS AND SOLIDS.

The kinematic coefficient of viscosity increases as the square of the frequency. At frequencies from 300 to 400 K.C. the heating of liquids is very pronounced. Thus a test-tube filled with water and immersed in a beaker containing water and cracked ice heats rapidly when the beaker is lowered over the vibrating quartz disk, showing that the energy of the sound-waves (which pass into the water in the test-tube after traversing the intervening glass walls and the ice-water) is converted into heat by absorption, the water in the test-tube rising rapidly in temperature notwithstanding the circumstance that it is surrounded by a layer of water at 0°. The rise of temperature may be as great as one degree every three seconds, the rate depending upon whether the depth of the water and the distance between the vibrator and the bottom of the beaker are adjusted for multiple reflexions of the radiation, as previously described. With 250 c.c. of water the heat developed amounted to about 900 calories per minute—with 150 c.c., 750 cal.; with 100 c.c.; 700 cal., and with 50 c.c. (in a test-tube) 430 cal.

These results show that though the temperature rise is higher in the case of small volumes of liquid, the total energy abstracted from the radiation increases with the volume of liquid employed.

We have not as yet made any precise determinations of the heating of various liquids by the radiations. Three determinations with 45 c.c. of ethyl alcohol gave 4°.1, 3°.6, and 4°.5 as the temperature elevation for an exposure of 20 seconds. These observations were, however, made before the necessity of accurate adjustment of the containing vessel had been realized. In work of this nature it will be necessary to devise some method by which it will be possible to throw the same amount (or a measured amount) of energy into the fluids under investigation.

A few observations have also been made of the internal

heating of solids. A block of newly formed ice (distilled water frozen in a beaker by ice and salt) was subjected to the action of the sound-waves for two minutes in a beaker of ice water containing numerous small fragments of ice which kept the temperature of the water at 0° . Adjustment for maximum energy density was secured by watching the block of ice which was elevated above its normal position in the water by the radiation pressure. At the end of the exposure the block of ice, on being squeezed between the thumb and fingers, broke up into small fragments showing that liquefaction had taken place throughout the mass, as in the case of so-called «rotten ice» after exposure to the sun's rays.

We found that this experiment could not be duplicated with natural ice (*i. e.* pond ice), and believe that this may be due to the circumstance that in this case we are dealing with a single crystal, whereas in the case of the artificial ice we have a mass of interlocking crystals, the heating taking place at the crystal interfaces.

To eliminate effects due to air bubbles in the ice, distilled water, thoroughly boiled to remove air, and coloured with fluorescein, was covered with a thin layer of paraffine and frozen. The outer portions of the ice block were perfectly transparent, while the central portion was yellowish in colour, somewhat cloudy and devoid of fluorescence, showing that the fluorescein was not in solution. On exposing this block to the radiation for thirty seconds and examining it in sunlight against a black background, it was found to be traversed by innumerable interlacing planes of green fluorescence, caused by the internal melting and consequent solution of the dye. A somewhat analogous effect was noted in one of our earlier experiments, in which a bit of candle (probably stearic acid) was melted on the surface of water in a test-tube and allowed to solidify. Water was then introduced above the solid plug, and the lower end of tube subjected to the vibration. No trace of the radiation appeared in the water above the plug the *under surface* of which melted

rapidly and was thrown down into the water as a white emulsion, showing the powerful absorption of the radiation by the solid stearic acid.

It was during an attempt later on to duplicate this experiment with paraffine that we obtained the apparent crystallization of the substance referred to in this paper.

FORMATION OF EMULSIONS AND FOGS.

If two non-miscible liquids such as oil and water are simultaneously subjected to the radiation in the same beaker, an emulsion or colloidal solution is formed as a result of the forces acting at the interface between the liquids. This phenomenon was first observed in an earlier arrangement of our apparatus, in which the quartz oscillator operated in a thick layer of oil floating on water. White clouds of finely divided oil were thrown down into the water and occasionally, probably when exact tuning happened to be secured, large masses of oil were projected, with almost explosive violence, down into the water, as a shower of large drops. A beaker of water with a layer of mercury at the bottom, under the influence of the vibrations becomes first milky, then brown, and finally black. At the end of twenty-four hours most of the mercury has settled, but a sufficient amount remains in suspension to make the water slightly turbid.

At a liquid-air interface, in the case of less viscous liquids the forces brought into play drive the liquid into the air in the form of a spray of minute droplets, forming a fog. This atomization (to use the popular term) of a liquid by the sound-waves is best shown by pouring a little benzol into a beaker and lowering the beaker into the oil, tuning it for energy density. The beaker fills rapidly with a cloud of white smoke, a benzol fog, the surface of which is in tumultuous motion. A photograph of this phenomenon is reproduced on Plate IV. fig. 6. The beaker was illuminated by sunlight (reflected from a mirror) against a black back-

ground, the camera pointing as nearly as possible towards the direction from which the light was coming, to secure the maximum illumination. Fogs can also be formed over water, but in this case the droplets are larger and settle rapidly.

A fog of extremely small droplets of heavy transformer oil can be formed by a collector of special construction. This is perhaps the most spectacular experiment of all. A glass tube of about 2.5 cm. diameter is closed at one end, and drawn down to a diameter of about 7 mm. at the other end. The tube is clamped to the rack-and-pinion stand, and the rounded bottom lowered into the oil, adjustment being made for energy density. This form of collector for compressing the radiation into small volume (if we may use this expression) is the most efficient thus far found. The constricted portion of the tube heats rapidly by internal friction, and if touched with the finger becomes unbearably hot. To distinguish between heating by internal friction and the heat developed when another body is pressed against the vibrating glass it is only necessary to operate the tube for a few seconds, shut off the power and touch the thin constricted portion with the finger. If now, with the tube adjusted for maximum heating and the oscillator working at full power, we apply a little oil with a medicine dropper to the outside of the tube above the narrowed portion, a very surprising thing happens. The oil spreads over the surface and is thrown out in jets of spray resembling smoke and a dense cloud gathers about the tube. If a match flame is brought gradually up to this cloud brilliant flashes of countless small scintillations occur resembling the sparks of the Japanese fireworks, and if the flame is brought closer, the whole cloud goes up in a grand burst of flame and the top of the tube continues to burn fiercely like a torch until the oil supply is exhausted. For some reason not quite clear the oil is unable to run down the thin portion of the tube, gathering in a ring of greater or less width at the top. If the power on the oscillator is reduced or the tube thrown

out of adjustment by an up or down movement of a fraction of a millimetre the ring crawls down the tube, rising again as soon as the intensity of the vibration is increased. This driving of the oil layer up the tube is doubtless due to the fact that the energy of the radiation travelling up the tube is greater than the energy reflected down. It is obvious that the walls of the tube are vibrating as stationary waves, since close inspection shows that the oil in the ring has gathered in more or less regularly arranged dots, and that the jets of spray shoot out from these dots.

A photograph of the tube in action is reproduced in Plate V. fig. 7., the clouds of spray and the jets being illuminated by sunlight and photographed under the same conditions as with the benzol fog in the beaker. Twenty or more of the small jets of spray are visible in the original photograph shooting out from the tube just below the cloud, and three vertical rows of the oil dots referred to above can be seen without difficulty between the jets.

FLOCCULATION OF SUSPENDED PARTICLES IN A LIQUID.

In the case of particles exceeding a certain size and of a specific gravity not much greater than that of the liquid in which they are suspended, flocculation occurs the moment the liquid is traversed by the waves, the particles rushing together to form clusters which presently gather into a single dense mass just under the surface. We first noticed this effect when studying the action of the radiation on the unicellular organism *paramæcium*, and at the moment interpreted it as a biological effect, but we presently duplicated it with fine sawdust which had soaked until water-logged.

The phenomenon is probably the result of radiation pressure combined with shielding, perhaps, or analogous to the attractions observed and studied by Bjerkness in pulsating liquids.

BIOLOGICAL EFFECTS.

Though the effects of these waves upon living matter might more properly be discussed elsewhere, it may not be out of place to mention briefly a few of the observations which we have made as they have some bearing on the physical processes involved.

In marked contrast to the flocculation, or driving together of small particles of suspended matter, which has been mentioned, we have fragmentation, or the tearing to pieces of small and fragile bodies. Filaments of living *spirogyra* were torn to pieces and the cells ruptured. Small unicellular organisms such as *paramecium* were rendered immobile by a short treatment to vibration of moderate intensity, subsequently recovering, but were killed by a longer exposure, many of them being torn open. The circumstance that all are not treated alike is doubtless due to the fact that those which manage to keep out of the nodes of the stationary wave system are less roughly handled by the vibrations. Bacteria apparently are able to survive owing to their small size, for the fragmentation of larger bodies is due to the fact that the forces applied to their surfaces vary in magnitude and direction at different points of the body, while in the case of a bacterium the whole body is subjected to the same treatment.

Red blood corpuscles in physiological salt solution are rapidly destroyed, the turbid liquid becoming as clear as a solution of a red aniline dye.

With vibrations of less intensity the destruction is less complete, a blood count made at the end of each 15 seconds of exposure showing that the percentage destroyed decreases, a point being reached at which no further destruction occurs unless the intensity of the radiation is augmented. This means of course that some of the corpuscles, the recently formed ones perhaps, are more hardy than those of greater age. Small fish and frogs are killed by an exposure of one or two minutes, an observation also made by Langevin at

Toulon with his Poulsen arc oscillator. Mice are less sensitive, a twenty-minute exposure not resulting in death, and though at the end of the treatment the animal was barely able to move, the recovery was fairly rapid. Blood counts made with a mouse during exposure showed a diminishing number of corpuscles, until a stationary state (about 60 per cent. normal) was reached. The biologists inform us, however, that the blood count of a mouse is affected by fear, the corpuscles hiding in the liver until the danger is over. We made the count, with drops taken from the tip of the tail.

We have not yet determined the cause of death in the case of the fishes and frogs. They were protected against rise of temperature as much as possible by ice fragments, dropped into the water from time to time, but this does not shield them from internal heating, which may be the cause of death, as in the case of small animals introduced into a high-frequency electric field. In the case of a mouse killed by an exposure of two minutes between the plates of an air-condenser operated at about 1000 volts with a frequency of 100 million, we found that the temperature of the body cavity was over 113° F.

With distilled water or a fairly strong solution of salt in a test-tube between the plates of the condenser, little or no heating occurred; but for small concentrations the heating was very marked, the maximum being for 0.8 per cent., which is very nearly the amount found in mammalian blood. At lower frequencies the heating appears to be greater for distilled water, at least with high voltages. We found that one terminal of our 60,000 volt coil could be held in the fingers without the production of any sensation, but if dipped into the open end of a glass tube a metre long and filled with distilled water, caused the water to boil in less than 10 seconds. The introduction of a small amount of salt into the water, prevented the heat entirely in this case, which explains why no thermal discomfort was felt when the wire was held in the hand. The wire must be seized,

however, before the current is turned on, otherwise a very vicious arc jumps to the finger, producing a burn which is very slow in healing.

Mr. McLENNAN: I am sure that I shall express the thoughts of all who are present when I say that we have been very charmed by the communication of Mr. Wood. One of the things that I should like to know, and I am sure all my other colleagues will have had the same thought, is whether this remarkable method, which can kill a fish, a frog, etc., could be applied to the purification of drinking water i. e. if it could kill microbes.

Mr. WOOD: My method could not kill bacteria i. e. microbes, because they are too small, they occupy a region too small in comparison of wavelength.

L'utilisation rationnelle de l'eau froide du fond des Océans

par

M. P. Boucherot — Paris

Je prie les Membres du Congrès de m'excuser si, à propos des applications de l'électricité, j'apporte, au nom de M. Georges Claude et au mien, une communication dans laquelle il ne sera question de l'électricité que comme accessoire, et surtout une communication dont le caractère est bien plutôt économique et social que proprement scientifique.

Mais n'est-il pas utile que, de temps à autre, nous laissions de côté la préoccupation de découvertes purement scientifiques pour nous complaire dans l'admiration de la majesté de leurs conséquences ? Et n'est-ce pas le rôle de l'ingénieur de rendre hommage à la recherche désintéressée, en brochant rapidement un tableau de quelques-unes des perspectives d'avenir qu'au point de vue social les résultats des recherches océanographiques permettent d'entrevoir ; en ouvrant une fenêtre sur un paysage lointain, très lointain, mais dont la vue captivante peut nous faire oublier, pour un moment, les dures épreuves que l'humanité subit par intermittences, et peut faire naître en nous des nouveaux espoirs ?

Pendant de longs siècles, les hommes ont ignoré qu'il existe, au fond des océans, sous l'équateur comme aux pôles, des masses formidables d'eau à une température voisine de celle de la congélation ; le nombre de ceux qui le savent

aujourd'hui est d'ailleurs encore relativement très petit; encore moins nombreux sont ceux qui savent quel immense parti l'humanité peut tirer de la connaissance de ce fait, dont les conséquences, dans l'avenir, peuvent devenir formidables, puisqu'il permet de rendre habitables pour l'homme, des régions considérables de la terre qui, actuellement, ne le sont pas.

Rendons justice tout d'abord à ceux à qui nous devons cette connaissance, qui ne s'est formée que progressivement. Le premier en date semble être Marsigli, qui fut un trait d'union entre l'Italie et la France, puisque, né à Bologne, il fut membre de l'Académie des Sciences de Paris; il fit, en 1707 et dans les années suivantes, des sondages à quelques centaines de mètres de profondeur, dont il publia les résultats en 1725 sous le nom de Comte de Marsigli. D'autres noms doivent lui être associés: Ellis, en 1749, trouva une température de 11 à 12 degrés à une profondeur où il y avait probablement moins; Kotzebue, en 1823-26, celle de 2°,2 à 1980 mètres, dans l'Atlantique, à peu près au-dessus du plateau sous-marin du Dolphin, prolongement sud-ouest de celui qui porte les îles Açores; enfin, J. J. Buchanan, sur le « Challenger », fit des sondages jusqu'à plus de 7.000 mètres. (1).

Cette eau froide qui va des poles vers l'équateur, par un mouvement excessivement lent, s'échauffe progressivement en remontant à la surface. Eu égard à la conformation très accidentée du fond des mers, il n'y a pas de relation exacte, en tous points, entre la température et la profondeur. Dans les régions intertropicales où l'eau de surface est généralement à quelques degrés au-dessus de 25° C., on a, à peu près, la correspondance suivante entre la profondeur et la température:

Profondeur:	250	375	500	750	1000	2000	4000	mètres
Température:	20	13	10	7	5	3,5	3	degrés C

(1) Nous devons ces renseignements à l'amabilité de M. le Docteur Richard, directeur du Musée de Monaco.

Le gradient de température qui atteint au moins 5° par cent mètres vers 300 mètres de profondeur, diminue ensuite, pour n'être plus que de 1° par cent mètres vers 800 mètres, et de 0°,1 par cent mètres vers 2000 mètres de profondeur.

Il y a donc là un produit naturel, en quantités pratiquement illimitées, que l'on doit peut-être envisager comme source de froid, ou pour le moins de fraîcheur, et que nous nous efforçons, M. Georges Claude et moi, de rendre utilisable à plusieurs fins.

Certes, on a déjà dit — et on redira — que c'est là du froid de basse qualité: nous n'en avons jamais douté! Comparée à la glace, cette eau, à poids égal, contient 10 fois moins de frigories utilisables pour les besoins domestiques; mais par le fait que c'est un produit naturel, à proximité du littoral, en quantités indéfinies, bien plus facilement transportable et utilisable que la glace, elle est autrement intéressant que celle-ci.

D'ailleurs, est-ce que l'homme n'utilise que des matériaux et objets de haute qualité? Les matériaux de construction de basse qualité ne sont-ils pas les plus employés, et plus énormément employés que les autres? Le transport par les canaux est celui de la plus basse qualité, eu égard à la vitesse; qui donc songerait à lui substituer le transport par avions pour les matériaux, de basse qualité eux-mêmes, pour lesquels il est le plus économique et le mieux qualifié? Ce sont là expressions sentimentales auxquelles il n'y a pas lieu de s'arrêter.

Ce froid naturel peut être employé, non seulement à la conservation des denrées, mais à la conservation des hommes eux-mêmes, je veux dire à la transformation complète des conditions d'habitabilité du littoral des terres intertropicales; et c'est en cela surtout qu'il peut prendre une importance de premier plan. Dans ces contrées, la chaleur est le grand ennemi de l'homme: tous les blancs qui y sont allés conviennent que c'y est une chose terrible. La raison qui a écarté la civilisation depuis des siècles de ces contrées, en la repoussant vers le Nord, existe toujours: c'est la chaleur;

et tant qu'elle subsistera entière, tout espoir de colonisation prospère sera vain. Les historiens de l'Afrique ont constaté, dans leurs recherches, qu'à diverses reprises, des tentatives ont été faites, par des conquérants noirs, de création de grands empires analogues à ceux qui se sont formés en Europe, mais ces tentatives ont toujours échoué: la centralisation politique, économique et administrative n'a jamais pu se réaliser, faute des éléments matériels nécessaires, éléments matériels qui ne peuvent résulter que de l'activité de l'homme, laquelle ne peut s'exercer que dans des conditions admissibles de température.

L'homme, plongé indéfiniment dans un milieu dont la température est excessive, ne peut résister à l'envahissement du corps par les produits anormaux des réactions endothermiques qui s'y produisent, a-t-on dit, dans un but de défense de l'individu contre la chaleur. Si, au contraire, l'exposition à la chaleur n'est que passagère, les liquides du corps reprennent ensuite leur composition normale par d'autres réactions, exothermiques, et tout rentre dans l'ordre.

Il suffirait donc de pouvoir abaisser l'intérieur des habitations, ateliers, usines, etc..., à 25 ou 30° pour rendre ces pays parfaitement habitables, et cela est possible très économiquement par l'eau froide de fond.

Pour comprendre l'importance de cette opération, faisons un rapprochement et supposons pour un instant qu'on découvre, dans nos pays tempérés, à proximité d'une ville, une source *indéfinie* d'eau chaude, à 40° ou 50°. Il n'est pas douteux que cette source serait très rapidement utilisée au chauffage central par l'eau chaude de toutes habitations, ateliers, etc....

Nous examinerons cette question de la distribution de la fraîcheur plus longuement tout-à-l'heure.

Mais, pour que la souffrance ne réapparaisse pas à l'atelier, aux champs, dans les déplacements des hommes entre les différents lieux de leur activité, il faut encore les dispenser de toutes peines exténuantes, il faut suppléer à la main-

d'œuvre par le machinisme, dans la plus grande mesure possible ; il faut produire de l'énergie, sous toutes ses formes, à bas prix, en quantités très grandes relativement aux besoins des agglomérations humaines. C'est la seconde utilisation importante de l'eau de fond que nous envisageons, conjointement, alors, avec celle de l'eau de surface, et par la machine à vapeur d'eau, dont l'emploi n'avait pas encore été envisagé dans de telles conditions.

Pour produire de l'énergie mécanique, il faut de la chaleur et du froid ; nous venons de voir quelle source de froid l'on peut obtenir, sans limites. Quant à la chaleur, ce n'est pas ce qui manque dans ces pays ! mais il faut savoir comment l'utiliser. La radiation solaire directe a été proposée depuis longtemps, mais elle a l'inconvénient grave d'être extrêmement variable : très intense à midi, quand il n'y a pas de nuages, elle est à peu près nulle entre 17 et 7 heures et à toutes heures quand il y a des nuages. On peut même dire qu'elle devient négative, si les appareils qui l'ont emmagasinée de jour, la rayonnent ensuite, la nuit, vers le ciel. Mais la mer, à sa surface, constitue un réservoir formidable de la chaleur solaire, et qui ne coûte rien. On constate, en effet, que sa température, dans ces régions, qui est aux environs de 30°, ne varie qu'extrêmement peu entre le jour et la nuit et même du commencement de l'année à la fin. Certes, cette température est notablement inférieure à celle que l'on peut réaliser par exposition directe au soleil, à midi ; mais il ne faut pas se faire, non plus, trop d'illusions sur la température que l'on peut réaliser efficacement dans un bouilleur, au soleil, sans miroirs ou lentilles dont l'emploi est à rejeter pour des raisons pratiques. Si l'on ne prend pas de vapeur, on peut, en effet, dépasser 100°, mais si l'on cherche à faire la puissance maxima, on s'aperçoit qu'on ne peut guère dépasser 60° à 70°, et à midi ! Vers 9 h. et 15 h. c'est beaucoup moins, et la nuit, rien. Et finalement les 30° de l'eau de surface, dont on dispose jour et nuit, en toutes saisons, en quantités indéfinies, valent mieux que ces 60° obtenus en quelque sorte exceptionnellement.

Nous reviendrons plus en détails sur cette production d'énergie dans ce qui va suivre.

Enfin il est une troisième utilisation de l'eau de fond et de l'eau de surface qui, sans avoir la même importance que les deux précédentes, parce qu'elle est d'application notablement plus coûteuse, présente un intérêt évident dans les pays du littoral où l'on manque d'eau non salée, soit pour les usages domestiques, soit plus généralement pour les irrigations utiles à l'agriculture. Dans ce cas, nous nous proposons de produire l'eau douce nécessaire par distillation dans le vide de l'eau de surface, la condensation de la vapeur étant produite au moyen du froid de l'eau de fond.

Les terres équatoriales et tropicales sont d'une fertilité exorbitante à condition qu'il y ait de l'eau en abondance et une main-d'œuvre suffisante. La distribution de fraîcheur peut attirer la main-d'œuvre; l'énergie électrique peut venir au secours de la main-d'œuvre, suppléer à celle qui manque, faciliter les communications, aider aux irrigations quand l'eau douce est à proximité; quand celle-ci manque, on peut la créer sur le littoral par distillation.

Avant d'examiner de plus près ces trois modes d'utilisation de l'eau de fond dans les conditions les plus rationnelles, nous exposerons quelles sont les solutions à envisager pour conduire cette eau à la surface ou sur le littoral.

CONDUITE SOUS-MARINE.

Qu'on utilise l'eau froide à l'un quelconque de ces usages, ou à ces trois usages, simultanément, ou successivement ainsi qu'il est avantageux de le faire, il faut l'amener à la surface, ou sur le rivage, et il faut pour cela des conduites sous-marines et pompes. L'eau de fond ne peut pas, en effet, venir seule au même niveau que l'eau de surface, en raison de sa plus grande densité, due à la température. Comme la loi de variation de la température avec la profondeur est assez peu uniforme, il est difficile de calculer exactement cette dénivellation, mais on peut dire qu'elle est de

l'ordre de un mètre pour de l'eau prise à la profondeur de 1.000 mètres. Pour déterminer le travail nécessaire à une aspiration continue de l'eau de fond, il convient d'ajouter à cette dénivellation ce que les praticiens ont l'habitude d'appeler « la perte de charge » des conduites, et qui est très variable avec la vitesse de l'eau, le diamètre et l'état de propreté de ces conduites. On possède, pour la pratique courante, des formules de la perte de charge et des coefficients assez sûrs pour que l'on soit pratiquement certain des résultats. En est-il de même ici ? La perte de charge résulte physiquement de la viscosité de l'eau et du frottement à la paroi de la conduite. Sur la première cause de pertes, nous avons des apaisements, les physiciens ayant trouvé que la viscosité de l'eau diminue quand la pression augmente ; encore convient-il de remarquer que leurs expériences ont portée sur de l'eau douce et non sur de l'eau de mer. Quant à la seconde cause de pertes, nous ne savons pas grand chose, et c'est généralement la plus importante. Nous sommes donc obligés de nous en tenir, pour le moment, aux chiffres donnés par les formules pour les pressions que l'on envisage ordinairement dans l'industrie. Avec une vitesse de l'ordre de un mètre par seconde qu'il semble raisonnable d'envisager, la perte de charge, pour une longueur de 1.000 mètres, est de l'ordre de $\frac{1}{3}$ ou $\frac{1}{2}$ mètre pour des tubes de grand diamètre, j'entends par là 15 à 20 mètres, et de un à deux mètres pour des tubes de 1 mètre de diamètre. En cas de distribution sur le littoral, il convient d'ajouter encore à ces pertes de charge, pour l'établissement de la pompe, la hauteur, au-dessus du niveau de la mer, à laquelle il faut porter l'eau dans les réservoirs de distribution. Mais si l'usine côtière ne distribue pas l'eau froide, ou n'en distribue qu'une portion, l'énergie potentielle de celle qui est renvoyée à la mer peut être récupérée en grande partie, soit par turbines, soit par l'emploi, à l'aller comme au retour, de colonnes barométriques pour les portions des conduites placées au-dessus du niveau de la mer. En présence de toutes ces variétés dans l'application, le

mieux est de laisser de côté ce travail d'élévation au-dessus du niveau de la mer, mais on peut chercher son ordre de grandeur. Si l'on table sur une hauteur moyenne d'élévation d'eau de 5 mètres pour une usine côtière, cela représente une dépense, en énergie mécanique, de l'ordre de $1/50$ de kilowattheure par mètre cube d'eau. Nous verrons ultérieurement que le kilowattheure peut être produit, sur place, pour moins de 0 fr. 05 (franc-papier), ce qui fait, en définitive, une dépense de pompage inférieure à 0 fr. 001 par mètre cube d'eau froide.

Revenons à notre conduite sous-marine.

L'un des premiers soucis que l'on doit avoir à l'égard de cette conduite, est celui d'une isolation calorifique suffisante. Or, il est facile de se rendre compte, en laissant de côté toute préoccupation d'ordre mécanique, qu'une conduite en tôle de fer de 5 millimètres d'épaisseur, de 15 à 20 mètres de diamètre et de 1.000 mètres de longueur, dans laquelle l'eau circulerait à une vitesse de 1 mètre par seconde, ne laisserait cette eau s'échauffer sur tout son parcours que d'une fraction de degré. Il en serait tout autrement d'une conduite de même épaisseur, 1 mètre de diamètre et 5 kilomètres de longueur, dont l'eau arriverait à la surface, fortement réchauffée.

La première n'a pas besoin d'être calorifugée, la seconde doit l'être, de toute nécessité. Or, ces deux conduites correspondent à deux applications qu'il y a lieu d'envisager dès maintenant: la seconde serait une conduite pour distribution exclusive d'eau froide dans une ville de moyenne importance du genre de Dakar; la première serait une conduite pour une usine flottante produisant exclusivement une puissance électrique de quelques centaines de milliers de kilowatts; elle serait verticale, tandis que la seconde serait presque horizontale. Remarquons, d'ailleurs, que le prix de la petite conduite, ainsi réalisée, commence à être prohibitif: elle comporterait, en effet, de 5 à 600 tonnes de tôle et, de ce fait, les charges financières, comptées à 15 % du capital, arriveraient à un chiffre voisin de 0 fr. 02 par mètre

cube d'eau distribuée. Il semble, dès lors, nécessaire d'alléger cette conduite ou de la réaliser en bois ; il y a de ces conduites en bois spéciaux aux Etats-Unis qui existent depuis 70 ans ; d'autres, en grand nombre, se conservent parfaitement depuis plus de 30 ans.

Au contraire, la grosse conduite, ne pesant que 3 fois plus et pouvant fournir 200 fois plus d'eau, ne comporterait, comme charges financières des tôles, que 0 fr. 0003 par mètre cube d'eau ; mais elle ne saurait se suffire ainsi au point de vue mécanique, et son prix serait en réalité, triplé par l'habillage.

Ces quelques réflexions suffisent pour montrer qu'il y a quelque difficulté à fixer des règles générales pour l'évaluation du prix d'établissement de ces conduites. Cependant on peut arriver à s'en faire une idée approximative en prenant quelques cas concrets en considération, en les étudiant avec soin, et en faisant ensuite des rapprochements entre eux. C'est ce que nous avons fait pour une conduite verticale de 15 mètres de diamètre et de 1.000 mètres de longueur, puis pour une conduite oblique de quelques mètres de diamètre et quelques kilomètres de longueur.

Mais avant d'indiquer les résultats, il convient d'exposer, quels sont les principes qui nous ont guidé dans cette étude comparative, car il est nécessaire de s'appuyer sur des nécessités pratiques, dont la négligence ferait courir à un échec.

Tout d'abord, remarquons que, si de telles conduites devaient être édifiées dans l'air, elles seraient d'un prix inabordable, en raison, d'une part, des pressions formidables qu'elle auraient à supporter, d'autre part, des efforts complexes que donnerait la pesanteur agissant sur ces masses d'eau et se reportant sur le tube lui-même, ses appuis, etc.... Fort heureusement, ces conduites d'eau seront à édifier dans l'eau même, ce qui a déjà pour résultat de faire que la pression soit à peu près la même à l'intérieur qu'à l'extérieur, et de permettre de les alléger considérablement. Si, par surcroît, on a soin de faire en sorte que la poussée verticale de l'eau sur la matière du tube soit sensiblement égale

au poids de cette matière, le tube ne peut même plus se déformer sous l'influence de son propre poids. On y arrive, soit en faisant la paroi du tube creuse, ce qui procure en même temps l'isolation calorifique, soit en l'équilibrant avec des bouteilles d'air, ou de tout autre gaz, comprimé ou non, soit en employant le bois, en majeure partie, et en équilibrant par bouteilles d'air les pièces métalliques servant à l'assemblage des pièces de bois.

Mais il ne faudrait pas aller trop loin dans cette tendance à l'allègement du tube, parce qu'il ne faut pas oublier qu'à l'intérieur, et même quelquefois à l'extérieur, il y a des mouvements de l'eau qui peuvent donner des déformations. Au sein même de la masse des eaux, il peut y avoir des courants: courants de marée ou autres, assez intenses à la surface jusqu'à 100 ou 200 mètres de profondeur, très faibles aux grandes profondeurs. Mais dans cet ordre de faits, une dépression intérieure est ce qu'il peut y avoir le plus à craindre. On sait que lorsque la pression est plus faible à l'intérieur d'un tube qu'à l'extérieur, l'équilibre est instable et le tube peut s'aplatir, pour des causes en apparence futiles, si le moment d'inertie de la section faite par un plan contenant l'axe du tube est plus petit qu'une certaine valeur, proportionnelle à la différence de pression existante. Il faut donc arriver à concilier le désir d'alléger avec la nécessité de résister aux dépressions, pressions locales, etc.... possibles.

Enfin, doit-on considérer qu'une telle conduite, une fois mise en place, est abandonnée pour toujours? Nous sommes très éloignés de le penser, et estimons qu'une telle conduite, qu'elle soit verticale ou oblique, doit pouvoir être ramenée périodiquement à la surface de la mer, pour y être visitée, nettoyée, entretenue de peinture, réparée s'il y a lieu, à l'intérieur comme à l'extérieur, avec un matériel naval raisonnable, et par des opérations simples. Si elle est déjà presque équilibrée par la poussée de l'eau, ce n'est plus qu'une opération demandant une habileté moyenne, et cela suppose, évidemment, qu'elle n'est pas scellée sur le fond, mais simplement maintenue en place par des moyens

simples, sur les détails desquels nous nous dispenserons d'insister, et qui peuvent être différents pour les deux types de conduites.

Restent à noter quelques détails de moindre importance. La grosse conduite verticale doit être terminée vers le haut par une portion élastique et flexible la raccordant avec l'usine flottante, de manière que le tube reste fixe dans la plus grande partie de sa longueur quand l'usine monte, descend, ou oscille sous l'influence des grandes vagues. La conduite oblique, au contraire, qui vient se raccorder à une usine fixée sur terre, peut, avec avantage, être amorcée par une conduite souterraine, de manière que sa partie supérieure se trouve soustraite aux effets des tempêtes, qui ne se font plus guère sentir aux profondeurs de quelques dizaines de mètres.

Bien que les deux conduites, sur lesquelles nous avons cherché, avec soin, à faire des évaluations, soient très différentes de construction, le prix par mètre s'est révélé à peu près proportionnel au carré du diamètre, comme il fallait s'y attendre, eu égard aux considérations servant de données. La conduite de 15 mètres de diamètre serait d'un prix par mètre d'environ $130 D^2$; celle de 4 mètres, d'un pris par mètre de $150 D^2$; D étant en mètres, le prix est en francs-papier. Au-dessous de 4 mètres de diamètre, les épaisseurs de tôles ne pouvant plus être réduites, il convient de s'en tenir à la formule $600 D$.

Détail assez curieux, les conduites en bois spéciaux dont il a été question tout-à-l'heure, pour un diamètre d'environ 4 mètres, sont sensiblement du même prix que les conduites en tôles.

Nous avons alors tout ce qu'il nous faut pour rechercher les conditions les plus avantageuses pour l'amenée de l'eau froide à la surface, en admettant les formules courantes des pertes de charge. Si la vitesse de l'eau dans la conduite est très faible, celle-ci doit avoir un grand diamètre pour un débit donné; le prix du mètre cube d'eau est donc élevé parce que le prix de la conduite est grand. Si, au contraire,

la vitesse de l'eau est très grande, la conduite est petite mais la perte de charge est grande; le prix du mètre cube est alors élevé parce que le pompage est coûteux. Il y a, en conséquence, un minimum pour le prix du mètre cube d'eau amené; ce minimum, facile à trouver, correspond généralement à une vitesse de l'eau de plusieurs mètres par seconde, vitesse optima qui est indépendante de la longueur de la conduite puisque son prix et la perte de charge sont tous deux proportionnels à cette longueur. Le prix de revient minimum du mètre cube d'eau est évidemment, lui, proportionnel à la longueur de la conduite.

Par exemple, pour des conduites ayant des diamètres de

1 mètre, 4 mètres, 16 mètres,

dont les prix sont respectivement de

600.000 fr. 2.400.000 fr. 40.000.000 fr. par kilomètre

les vitesses optima sont respectivement de

3 m/sec. 3 m/sec. 5 m/sec.

si l'on table sur des charges financières de 15 %, et si l'on admet le kilowattheure au prix de 0,05, mais en doublant la perte de charge théorique pour tenir compte de la malpropreté des parois; les prix de revient du mètre cube d'eau sont alors respectivement 0'0036, 0'0009, 0'00056 par kilomètre de conduite.

Mais si l'on admet seulement, dans les trois cas, une vitesse de 1m/sec., ces prix de revient ne sont pas considérablement modifiés; ils deviennent respectivement

0'0039, 0'00096, 0'0009.

Il semble hors de doute que les vitesses de 3 et 5 m/sec. sont excessives et peuvent donner lieu à des ennuis divers; des pertes de charge excessives, compensées par aspiration en haut de la colonne d'eau peuvent donner lieu au phénomène de cavitation; l'énergie emmagasinée dans une colonne d'eau de 1000 mètres ayant une vitesse de 1 m/sec. est déjà de 50.000 kilogrammètres par mètre carré de section; la mise en vitesse de cette colonne par la pompe peut demander

une vingtaine de secondes ; son arrêt plus ou moins brusque peut donner des effets perturbateurs nuisibles : par exemple, la colonne étant supposée terminée par un tube vertical, une fermeture brusque de la distribution ferait monter l'eau à 10 mètres de hauteur dans cette colonne. Pour une conduite de 5 kilomètres, l'énergie emmagasinée serait encore 5 fois plus grande et si l'on triplait la vitesse, elle serait 45 fois plus grande. Serait-il prudent, tout au moins dans des premières installations, de s'exposer à des ennuis graves pour une amélioration du prix de revient aussi minime que celle que nous venons de calculer ? Je pense qu'il vaut mieux s'en tenir pour le moment à la vitesse de 1 m/sec. et tabler sur des prix de revient du mètre cube d'eau, au niveau de la mer dont l'ordre de grandeur est, par kilomètre de conduite, de 4 millièmes de francs-papier pour un débit de 1 mètre cube par seconde, diminue jusqu'à 1 millième de francs-papier, sensiblement en raison de la racine carrée du débit, quand celui-ci augmente jusqu'à 16 mètres cubes par seconde, et se maintient à ce chiffre, à peu près, pour de plus grands débits.

Le prix de revient du mètre cube d'eau froide, étant proportionnel à la longueur de la conduite d'amenée, sera toujours, toutes choses égales d'ailleurs, plus coûteux sur le rivage que dans les usines flottantes. Si α est la pente du fond marin près du rivage, dans le sens où l'on entend ordinairement cette expression, pour une profondeur ζ , la longueur de la conduite sera $\zeta \sqrt{1 + \frac{1}{\alpha^2}}$.

La valeur de α est extrêmement variable suivant la nature des côtes. En quelques endroits, assez rares, la mer vient en-dessous du rivage et, pour certaines profondeurs, la conduite peut être verticale comme pour une usine flottante, c'est-à-dire qu'on a α infini.

Pour certaines côtes à caractère volcanique, principalement autour des îles, moins rares, mais encore très favorisées, α est compris entre 1 et 1/5, et cela jusqu'à des profondeurs qui peuvent dépasser 6.000 mètres. Il y a

beaucoup d'îles en forme de « clocher » qui sont dans ce cas. Mais le plus souvent, sur la grande majorité des côtes, α est plus petit que $1/5$, descend à $1/10$ et l'on peut se contenter d'admettre $\frac{\xi}{\alpha}$ pour la longueur de la conduite. Enfin, dans beaucoup de régions, le fond marin descend avec une lenteur désespérante: il en est ainsi autour de l'Angleterre, sur une grande partie des côtes de l'Afrique, sur les côtes de la Chine et des possessions françaises d'Orient, presque tout autour de l'Australie, sur une grande partie des côtes Sud de l'Asie, des côtes du Brésil, de la République Argentine et des Guyanes, et sur une grande partie de la Côte Est des Etats-Unis, où il faut faire plusieurs centaines de kilomètres horizontalement pour trouver le fond de 200 mètres seulement. Ces côtes ne pourront jamais utiliser les eaux froides du fond; mais il reste, heureusement, des milliers de kilomètres d'autres côtes qui le pourront avantageusement!.....

En passant, signalons quelques anomalies: on pouvait espérer que la Méditerranée, avec ses fonds dépassant 3500 mètres, contiendrait de l'eau glacée; il n'en est rien: la température n'y est, nulle part, inférieure à 12 ou 13 degrés, parce que le seuil du détroit de Gibraltar n'est qu'à 300 et quelques dizaines de mètres de profondeur, en sorte que la température la plus basse de cette mer est conditionnée par celle de l'Océan Atlantique à cette profondeur. Par contre, il paraît que la Mer Noire, sans aucune communication avec les océans, contient de l'eau glacée à une faible profondeur, mais elle provient d'une autre origine, de la fonte des neiges des montagnes environnantes comme c'est le cas aussi pour les lacs italiens.

LA FRAÎCHEUR.

Constatons dès l'abord qu'il ne semble pas nécessaire d'aller très profondément puiser l'eau quand, dans les pays équatoriaux, on se propose uniquement de rechercher la fraîcheur.

Nous avons vu que le prix de revient du mètre cube d'eau froide est au moins théoriquement, pour un endroit déterminé, proportionnel à la profondeur ξ à laquelle on va le chercher. Nous avons donné, d'autre part, une échelle moyenne des températures en profondeur. Soit θ_1 , la température à la profondeur ξ et négligeons le réchauffage pendant l'ascension. Si l'on rejette l'eau, après usage, à la température θ_2 , le nombre de frigories recueillies, par mètre cube est $1000 (\theta_2 - \theta_1)$; le prix de revient de chaque frigorie est proportionnel à $\frac{\xi}{\theta_2 - \theta_1}$. On reconnaît aisément que ce prix de revient passe par un minimum pour une valeur de ξ , à laquelle correspond une valeur de θ_1 , suivant le tableau suivant:

Température de rejet, θ_2 . . .	15°	20°	25°
minimum de $\frac{\xi}{\theta_2 - \theta_1}$	94	50	31
valeur de ξ , en mètres, correspondante	750	500	375
valeur de θ_1 , correspondante .	7°	10°	13°
valeur de $\theta_2 - \theta_1$ correspondante	8°	10°	12°

Mais le prix de revient de la frigorie, à la surface de la mer, n'est plus la seule chose à prendre en considération; il faut tenir compte des dépenses à faire pour distribuer l'eau et pour l'utiliser, qui sont d'autant plus grandes que la qualité frigorifique de cette eau est plus petite.

Le prix de revient de la *distribution* du mètre cube d'eau, dans une ville donnée, peut être considéré comme indépendant de la profondeur à laquelle on va le chercher, et il en est de même du prix de revient de son utilisation dans les locaux rafraîchis; par conséquent, le prix de revient de distribution et d'utilisation de la frigorie est de la forme

$\frac{c}{\theta_2 - \theta_1}$, et le prix de revient total de la frigorie utilisée, de la forme $\frac{\xi + c}{\theta_2 - \theta_1}$, en donnant à c une valeur convenable. Si, par exemple, on fait $c = 1000$, cela veut dire qu'on

admet que le prix de revient de la distribution et de l'utilisation de l'eau est le même que le prix de revient de l'amenée de l'eau à la surface par une conduite allant la chercher à 1000 mètres de profondeur, c'est-à-dire ayant généralement 5 à 10 kilomètres de longueur.

Les calculs précédents repris de cette manière conduisent alors à des valeurs du minimum de $\frac{\xi + c}{\theta_2 - \theta_1}$; correspondant à des profondeurs plus grandes. Pour $c = 1000$, par exemple, ce minimum est de 10° environ, pour $\theta_2 = 25^\circ$ et 750 mètres de profondeur ($\theta_1 = 7^\circ$); pour $c = 2000$, ce minimum est de 15° pour $\theta_2 = 25^\circ$ et une profondeur comprise entre 750 et 1000 mètres. Cela veut dire que, pratiquement, on aura intérêt à débiter avec une conduite n'allant pas trop profondément, à 500 mètres par exemple, et même moins, et à prolonger cette conduite à mesure que le réseau de distribution d'eau s'étendra, manière de faire en accord, évidemment, avec les intérêts de l'entreprise.

Mais la valeur de cette quantité c , homogène ici à une longueur, est difficile à déterminer exactement dès maintenant; il vaut mieux retenir de ceci simplement que pour $\xi = 500$ mètres, on sera probablement conduit à un prix de revient chez l'abonné qui sera double ou triple du prix de revient à la surface de la mer, peut-être plus. Nous ne pouvons espérer chiffrer, pour le moment, que le prix de revient sur la côte, compte tenu de la dépense d'élévation au-dessus du niveau de la mer.

Prenons comme point de départ le prix de revient du mètre cube d'eau à la surface de la mer, avec conduite de plus de 4 mètres de diamètre, que nous avons trouvé précédemment être de 0,001 par kilomètre de conduite sous-marine; (il devra être multiplié par 4 pour conduite de 1 mètre, etc....).

Pour $\xi = 500$ mètres, et une pente α , cela fait

$$0,5 \frac{0,001}{\alpha} = \frac{0,0005}{\alpha}$$

pour le prix de revient du mètre cube à la surface. A celà, il faut ajouter 0,001 pour une élévation moyenne de 5 mètres, en sorte que, en fixant à 10.000 frigories le froid obtenu par mètre cube, pour 10° de température initiale, celà fait pour la *mégafrigorie* 0, 1 ($\frac{1}{2\alpha} + 1$).

Pour $\alpha = 1/5$, cela donne 0'35.

Pour $\alpha = 1/10$, cela donne 0'60, comme prix de revient dans le cas de débits supérieurs à 16 mètres cubes par seconde. Ces chiffres deviennent :

Pour $\alpha = 1/5$, 1'10,

Pour $\alpha = 1/10$, 2'10, comme prix de revient dans les cas de débits de l'ordre de 1 mètre cube par seconde.

Une mégafrigorie permet de rafraîchir une habitation de plusieurs pièces pendant une semaine environ ; c'est donc là un prix très minime, surtout si on le compare aux prix pratiqués actuellement dans l'industrie frigorifique où il faut environ 200 à 250 Kgs de charbon pour faire une mégafrigorie, indépendamment du matériel coûteux nécessaire à cette réalisation.

L'utilisation de l'eau froide peut se faire, sur le littoral, dans des radiateurs semblables à ceux employés dans nos régions pour le chauffage central par l'eau chaude, mais ayant des surfaces un peu plus grandes, en raison de la différence de température moindre entre le radiateur et l'air de la pièce. Une disposition de détail doit les compléter : en effet, la vapeur d'eau, contenue dans l'air de la pièce qu'on refroidit, vient se déposer sur le radiateur, s'y accumule et coule ensuite sur le sol si l'on ne prend pas de dispositions pour la recevoir et l'expulser. Cette circonstance est un avantage, en comparaison du chauffage, parce que cette condensation permet de réduire les dimensions des surfaces froides, en activant les échanges de chaleur. En effet, lorsqu'un litre d'air s'échauffe de 30 à 40°, il n'emprunte que 3 petites calories, mais lorsque, saturé d'humidité, il se refroidit de 40 à 30°, il cède au moins 4 petites calories, la différence provenant de la condensation de la vapeur d'eau.

D'autre part, puisque, dans ces conditions, les surfaces froides restent toujours mouillées, il n'y a aucun inconvénient, au contraire, à ce que ces surfaces soient constituées par l'eau elle-même qui sert au refroidissement, ce qui améliore encore les conditions d'échange de la chaleur. Les appareils procurant la fraîcheur peuvent être alors, au lieu de radiateurs en fonte, des surfaces légèrement inclinées, le long desquelles l'eau coule doucement, des jets d'eau, des cascades... etc.... toutes sortes d'appareils légers et peu coûteux dans lesquels l'eau froide est directement en contact avec l'air ambiant, (ce qu'on ne saurait faire pour le chauffage, parce qu'on serait incommodé par les buées qui se dégageraient abondamment de l'eau chaude) et dans lesquels il y a pas même à rechercher un épuisement méthodique du froid, en raison du faible prix de celui-ci.

L'eau froide ainsi réchauffée de 10 à 20° dans les locaux d'habitation, les magasins, les usines, etc.... pourra ensuite céder encore des frigories dans les endroits publics, cours, jardins, rues, boulevards, et finalement dans les ruisseaux, avant de retourner à la mer à une température qui sera probablement supérieure, dans le jour, à celle de l'eau de surface. Il y a encore là une opération avantageuse qu'on ne saurait faire, en sens inverse, avec de l'eau chaude: la densité de l'air chaud étant moindre que celle de l'air froid, celui-ci restera à fleur du sol par temps calme, c'est-à-dire justement quand il en sera besoin.

On arrivera ainsi à utiliser 20.000 frigories par mètre cube d'eau. Une conduite d'un mètre de diamètre permet ainsi d'apporter du fond de la mer, en frigories, l'équivalent de plus de 50 wagons de glace par heure.

La production totale de glace aux Etats-Unis est d'environ 40 millions de tonnes par an (plus exactement dans les 5 ou 6 mois de production intensive). Une conduite de 3 à 4 mètres de diamètre peut donc donner l'équivalent de cette production, en frigories. On se rend compte par ce simple rapprochement, de l'énormité des moyens qui peuvent être mis en œuvre, en regard de ceux de l'industrie frigorifi-

fique actuelle. Cherchons l'économie de charbon correspondante: on obtient actuellement dans l'industrie frigorifique, 3.000 frigories par cheval-heure, lequel est obtenu d'environ 5.000 calories ou d'environ 0,6 Kgr. de charbon. Chaque mètre cube d'eau froide correspond donc à 2 ou 3 Kgr. de charbon et la conduite ci-dessus (Etats-Unis) peut apporter, en frigories, l'équivalent d'un million de tonnes de charbon par an, avec un matériel considérablement moins coûteux. Plus exactement, on se trouve en présence d'une possibilité à laquelle on ne pourrait même pas songer autrement.

Même sur le littoral méditerranéen, où les conditions sont peu favorables aux applications, parce que l'eau a au moins 12 ou 13 degrés et parce que l'excès de chaleur se fait sentir seulement en été, il ne paraît pas impossible que quelques villes riches, bien qu'elles ne soient pas aménagées dans ce but, soient tentées de bénéficier de cette possibilité, quand les résultats seront acquis dans les régions qui ont plus à souffrir de la chaleur.

L'ÉNERGIE.

Le problème de la fraîcheur ne semble pas, a priori, présenter d'autre aléa que celui de la conduite sous-marine; celui de l'énergie en présente d'autre en plus, mais, par contre, du point de vue scientifique, il est beaucoup plus intéressant.

Malgré les difficultés considérables qu'on entrevoit, il a déjà tenté quelques inventeurs. Celui qui semble le premier en date est un Américain, Mr. Campbell, qui a publié en 1913, dans « *Engineering News* » une étude extrêmement intéressante par sa nouveauté. Il fait dès le début, cette réflexion: « Il semble incroyable que les possibilités de puissance de cette source aient jusqu'ici échappé à l'attention; on ne peut que penser que l'idée s'en est présentée à beaucoup de gens, mais a été abandonnée après quelques réflexions et sans avoir été approfondie, en raison de la faible

différence des températures et de l'apparente impraticabilité d'amener l'eau froide à la surface ».

Dans cet article, l'auteur prévoit, pour les échanges de chaleur au contact des sources chaude et froide des appareils analogues aux condenseurs par surface et l'emploi d'un fluide intermédiaire, tel que l'ammoniac, l'anhydride carbonique, etc.... comme fluide moteur agissant sur une machine à piston ou sur une turbine à vapeur. Il établit que la chose est possible sinon économique; il donne même quelques précisions sur la réalisation de la conduite sous-marine pour lesquelles nous sommes en plein accord avec lui.

Quelques années plus tard, en 1922 et 23, MM. M. Dornig et C. Boggia ont publié dans « l'Elettrotecnica » des études fort intéressantes dans lesquelles ils proposent également l'emploi de bouilleurs et de condenseurs par surfaces avec fluides intermédiaires tels que l'ammoniac, mais sont allés beaucoup plus loin en établissant, par des projets complets, les prix de telles installations, prix qui sont élevés, mais non complètement prohibitifs.

Lorsque nous avons décidé, il y a quelques années, M. G. Claude et moi, de travailler en collaboration à la réalisation de ces applications thermiques et jusqu'à la communication faite par M. Claude à l'Académie des Sciences de Paris en novembre 1926, nous ignorions complètement l'existence des publications de M. Campbell, d'une part, de MM. Dornig et Boggia, d'autre part; mais nous avions déjà fait des projets en prévision de l'utilisation de fluides intermédiaires et, par conséquent, de bouilleurs et de condenseurs par surfaces métalliques, qui nous avaient conduits à des prix d'établissement trop élevés, sans être prohibitifs; mais nous avons renoncé à cette solution, en faveur de celle dont nous poursuivons la réalisation. Voici pourquoi:

L'emploi, pour les échanges de chaleur et de froid, de surfaces métalliques de séparation entre le fluide actif et les sources, conduit d'abord à des dépenses d'installation excessives; il conduirait, d'autre part à des dépenses d'entretien impossibles. On sait combien, dans les condenseurs

à surface, les échanges de chaleur sont modifiés par un léger encrassage des tubes: si l'on tient compte alors des énormes surfaces nécessaires dans un tel système, on se demande comment on pourrait les entretenir en suffisant état de propreté.

La différence de températures entre l'eau chaude et l'eau froide est d'environ 20 degrés; on ne peut donc guère consentir, comme différence de température de part et d'autre des surfaces en question, qu'à 2 ou 3 degrés, à chaque source; c'est environ 7 ou 8 fois moins que dans les condenseurs ordinaires. Mais, d'autre part, le rendement de la machine proprement dite, dans laquelle la chute de température n'est que de 15 degrés au plus, est dix fois moindre que celui d'une bonne machine à vapeur d'aujourd'hui.

Tenant compte encore de la puissance à perdre pour la circulation d'eau dans ces appareils, on voit aisément que *chacun* des appareils — bouilleur et condenseur — doit avoir une surface au moins 100 fois plus grande que celle d'un condenseur à surface d'une bonne machine à vapeur d'aujourd'hui, pour une même puissance utile.

En fait, pour le projet bien étudié de MM. Dornig et Boggia, d'une centrale de 100.000 kilowatts, ces surfaces entrent à elles seules, pour un prix de 1500 francs par kilowatt environ sur un ensemble coûtant environ 3000 francs par kilowatt. Nous étions arrivés à des chiffres semblables, de notre côté, plutôt supérieurs. Et quel entretien! il suffit pour s'en rendre compte, de remarquer que les tubes des bouilleurs et des condenseurs placés bout à bout feraient presque le tour de la terre!

Quoi qu'il en soit, nos préférences sont allées à une autre technique consistant à utiliser comme fluide moteur, la vapeur de l'eau de surface elle-même, vapeur obtenue en exposant cette eau dans une enceinte où la pression est moindre que sa tension de vapeur, et, après avoir utilisé la force-vive de cette vapeur dans une turbine, à en provoquer la condensation en la mettant en contact avec l'eau de fond, dans une autre enceinte dont la pression est main-

tenue un peu en-dessous de la tension de vapeur de cette eau de fond. Les pressions dans les chambres de vaporisation et de condensation sont alors très faibles, de l'ordre de 3 centièmes d'atmosphère pour les premières et de 1 centième pour les secondes; la vapeur est de très faible densité, un peu plus de 10 grammes par mètre cube, après la détente; mais la turbine à vapeur se prête très bien à l'emploi de grands volumes de fluide léger et la vitesse que prend la vapeur dans les distributeurs, de l'ordre de 450 à 500 mètres par seconde, est justement celle qui convient le mieux aux turbines quand on veut n'employer qu'un seul étage de vitesse ou de pression. Pour les petites puissances que nous avons en vue de réaliser dans des expériences de début, un seul disque ordinaire peut être employé, encore qu'il soit bon de lui apporter quelques modifications assez simples; mais pour les très grandes puissances, si l'on veut réaliser des moteurs aussi légers et peu coûteux que possible, on sera conduit à d'autres dispositions sur lesquelles il serait superflu de donner des développements dès maintenant.

D'autre part, comme les eaux chaude et froide doivent passer de la pression atmosphérique aux très basses pressions indiquées ci-dessus pour revenir ensuite à la pression atmosphérique, il est préférable de disposer le tout à 10 mètres de hauteur au-dessus de la mer, de laisser ces eaux monter sous l'influence de la pression atmosphérique dans des conduites dites barométriques, puis redescendre, après usage, par d'autres conduites barométriques. On évite ainsi l'emploi de deux pompes centrifuges et de deux turbines de grands débits sous 10 mètres de charge, dont les pertes seraient beaucoup plus considérables que les pertes de charge des conduites barométriques, qu'il suffit alors de compenser par deux petites pompes centrifuges, lesquelles peuvent être employées en même temps à réaliser les déplacements des eaux dans les chambres.

Evidemment ces chambres doivent avoir des volumes assez grands, parce que les débits d'eau sont eux-même très

grands; elles doivent tenir le vide, mais il n'y a pas là de difficultés sérieuses.

Dans les chambres de vaporisation, l'eau chaude, en se transformant en partie en vapeur se refroidit; dans les chambres de condensation, l'eau froide, en condensant la vapeur qui a travaillé se réchauffe: nous appellerons cette modification des températures *l'usure* des eaux. Si l'usure est pour chacune de 2°,5 par exemple, ce qui ne correspond qu'à une vaporisation de 4 Kgs par mètre cube d'eau chaude environ, et si la différence des températures à l'entrée des eaux était de 20 degrés, il est évident que la machine thermique ainsi réalisée ne fonctionnera que sous une chute de 15°, la pression étant réduite en amont de la turbine, et augmentée en aval, de la quantité correspondant à 2°,5. Le mètre cube d'eau chaude donnera donc 4 Kgs de vapeur travaillant sous une chute de 15°.

Si, au lieu d'admettre 2°,5 d'usure pour chaque eau, on admet 5°, le mètre cube d'eau chaude donnera 8 Kgs de vapeur travaillant seulement sous une chute de 10°. Il semble bien que cette deuxième manière de faire soit préférable à la première, puisque les puissances théoriques sont dans le rapport de 80 à 60, et que les dépenses pour l'élévation des eaux ont été les mêmes dans les deux cas. Nous allons voir bientôt que les choses peuvent être, en réalité, beaucoup plus complexes, mais il y aurait certainement une troisième manière de faire qui serait encore plus avantageuse et qui consisterait à prendre d'abord au mètre cube d'eau chaude 4 Kgs de vapeur travaillant sous une chute de 15° dans une première turbine, puis encore 4 Kgs de vapeur travaillant sous chute de 10° (l'eau froide étant utilisée également en deux étapes), car on aurait ainsi une puissance théorique de $415 + 410$ soit 100, dans les mêmes unités arbitraires. Il y a même une quatrième manière de faire plus avantageuse, consistant à utiliser dans une turbine la première étape de l'eau chaude avec la seconde de l'eau froide, et, dans une autre turbine, la seconde étape de l'eau chaude avec la première de l'eau froide, car on

aurait encore une puissance de $412,5 + 412,5$ soit 100, mais avec *deux turbines identiques*.

Dans une cinquième manière, on peut avoir trois étapes de $2^{\circ} 5$ et l'on trouve $3.4.10 = 120$ pour la puissance théorique.

Dans une sixième, on peut avoir 4 étapes de $2^{\circ}, 5$, et l'on trouve $4.4.7,5 = 120$ encore.

Mais si l'on veut adopter 5 étapes de $2^{\circ} 5$, la puissance théorique diminue.

Il n'est d'ailleurs pas nécessaire que les quantités d'eau froide et d'eau chaude soient les mêmes: l'eau chaude qui coûte moins que l'eau froide, peut être moins usée.... Je veux ainsi montrer qu'il est difficile de donner des chiffres ayant un caractère général.

Dans le cas d'un cycle de Carnot, et sans pertes, les puissances théoriques seraient:

1 ^o manière.....	500 kilowatts	} pour un débit de cha- que espèce d'eau de 1 mètre cube par seconde.
2 ^o »	670 »	
3 ^o et 4 ^o manière ..	830 »	
5 ^o manière.....	1000 »	
6 ^o »	1000 »	

Abordons maintenant le chapitre des pertes. Sur ces chiffres, il est prudent de déduire d'abord $\frac{1}{3}$ pour tenir compte du rendement de la turbine et de la génératrice électrique.

Viennent ensuite, de toute évidence, les pertes que nous avons vues en nous occupant de l'amenée de l'eau froide à la surface de la mer, les pertes de charge dans les colonnes barométriques et les pertes pour l'élévation de l'eau dans les chambres à vide même. Chaque perte de charge ou élévation de 1 mètre correspond à une diminution théorique de la puissance de 10 Kilowatts et, pratiquement, à 15 kilowatts pris à la génératrice électrique. En s'y prenant bien, on peut espérer que l'ensemble ne dépassera pas 4 mètres pour l'eau froide et 2 mètres pour l'eau chaude, soit 90 kilo-

watts. Cela laisse 250 kilowatts utiles dans la première manière et 600 Kw. dans les 5° et 6°.

Mais il y a encore la partie la plus ténébreuse des pertes, celle qui correspond à l'extraction des gaz dégagés par les eaux froide et chaude, pour le maintien du vide à la condensation. C'est la partie la plus délicate de la question, nous n'en avons jamais douté! mais nous tenons à affirmer qu'à cet égard, on a dit et écrit beaucoup d'incorrections.

D'abord, la teneur, en gaz dissous, de l'eau de mer est très variable et mal connue. Pour l'eau de surface, on a quelques chiffres; le volume en centimètres cubes (compté à la pression atmosphérique) par litre d'eau, est indiqué de:

	Recueil des constantes physiques.	M. LEGENDRE
Azote	11,7	10,4
Oxygène	5,5	5,5
Anhydride carbonique . .	2,8	44,5
Total.	20 c. c.	60,4 c. c.

On voit que, pour l'oxygène et l'azote, les chiffres sont à peu près concordants, mais, au contraire, très différents pour l'anhydride carbonique, ce qui doit tenir à la différence des fonds sous-marins où ont été faits les prélèvements.

L'eau froide du fond a, dit-on, la même teneur que l'eau de surface, ce qui tiendrait, en réalité, à ce que, dans les régions polaires, elle a été aussi à la surface.

La grand teneur en anhydride carbonique ne doit pas inquiéter, parce que ce gaz est en grande partie combiné et ne se dégagera peut-être pas. Ce que l'on constate de suite, en effet, quand on cherche à extraire les gaz, c'est la difficulté qu'il y a à les faire sortir de l'eau, même sous un vide élevé. C'est pour cette raison que ceux qui se sont occupés du dégazage des eaux d'alimentation des chaudières, en vue d'en éviter ou ralentir l'oxydation, ont été amenés à user de toutes sortes d'artifices: ébullition brusque, agitation, semences gazeuses, passage à travers des matières en grains ou à travers le feutre, le tout sous un vide relatif.

Supposons que la teneur en gaz dissous pour les deux sortes d'eau soit de 20 c.c. par litre et qu'il faille *tout* extraire du condenseur à la pression de 0,01 atmosphère. Pour 1 mètre cube de chaque eau, nous aurons à comprimer de la pression de 0,01 atm. à la pression atmosphérique, 40 litres comptés à cette dernière pression et d'ailleurs accompagnés d'une grande quantité de vapeur; la puissance théorique pour répéter cette compression isothermique une fois par seconde est de 18,4 kilowatts, mettons 20. Pratiquement, on sait faire aujourd'hui des compresseurs capables de réaliser cette opération en ne prenant pas beaucoup plus de 30 kilowatts. Mais il y a mieux encore à faire. On peut d'abord enlever aux eaux une partie de leurs gaz, par exemple la moitié, avant de les faire entrer dans les chambres à vide, à une hauteur telle que la pression soit encore de 0,1 atm.; pour cette moitié le travail sera réduit au quart, ce qui fait théoriquement 5 Kwats. Et comme, ainsi que je le disais tout-à-l'heure, les gaz restants éprouvent beaucoup de difficultés pour se libérer, on pourra, moyennant quelques précautions, faire en sorte qu'il s'en dégage très peu dans les chambres à vide. Ce dégagement sera d'autant plus prononcé que les eaux y resteront plus longtemps, et l'on peut admettre que pour une usure de 2°,5, il n'en sortira guère que 15 % de la teneur primitive en gaz, soit 6 litres par seconde à la pression atmosphérique, ce qui ne demandera théoriquement que 2 kilowatts. Il n'y aurait alors à déduire que 8 kilowatts théoriquement, pratiquement 12 ou 15, sur les 250 qui nous restent pour une usure de 2°5 des eaux. Pour une usure de 10°, suivant la méthode indiquée précédemment, il y aurait à déduire théoriquement 15 Kwatts, pratiquement 25 ou 30 sur les 600 qui nous restent après déduction des autres pertes.

Or, on a dit des choses énormes à ce sujet: que nous aurons 10 ou 20 fois plus de gaz à extraire que celà, que les compresseurs, à partir de la pression de 0,01 atm. n'auront que 7 % de rendement; ce sont là des exagérations tendancieuses. Même s'il nous fallait perdre 50 kilowatts sur 250

dans le premier cas (2°5) et 100 kilowatts sur 600 dans le second (10°), en supposant plus de gaz à extraire et un rendement moins bon que celui que les spécialistes promettent dès maintenant pour les compresseurs, il nous resterait encore de 200 à 500 Kilowatts par double mètre cube d'eau (chaude et froide) suivant les circonstances de l'utilisation.

Les affirmations ci-dessus reposent déjà sur un bon nombre d'expériences de laboratoire qui ont été faites et se poursuivent. Indépendamment de ces expériences, notre programme expérimental est le suivant: une installation artificielle pouvant donner environ 50 kilowatts aux bornes de la génératrice électrique est en préparation et pourra être expérimentée dans quelques mois; l'eau froide sera obtenue de la rivière au bord de laquelle nous nous installons; l'eau chaude sera obtenue grâce à la proximité d'une grande usine métallurgique. Les eaux froide et chaude contiendront les quantités normales de gaz dissous, mais ce seront des eaux douces; aussi l'expérience sera-t-elle transportée ensuite au bord de la mer pour voir la différence en ce qui concerne le dégagement des gaz dissous. Si rien de grave ne vient modifier notre manière de voir pendant ces expériences, les travaux de conduite sous-marine et d'établissement d'une usine de 15 à 20.000 kilowatts seront alors entrepris sans doute dans une île de l'Amérique Centrale, en même temps que de nouvelles expériences artificielles seront préparées sur l'un des éléments constitutifs de la centrale en question.

Certes, nous n'avons là qu'un rendement en énergie très faible: 2 % de la chaleur prise à l'eau chaude pour une usure de 2°5, et 1,2 % pour une usure de 10°; et l'on raille un peu! J'ai déjà dit au début ce qu'il faut penser de ces objections sentimentales.

Mais ne faudrait-il pas railler encore plus la nature quand il s'agit de l'utilisation de l'énergie? L'énergie que nous obtenons, par n'importe quel moyen, du charbon, du bois, du pétrole, de l'alcool, etc.... est toujours, finalement, de l'énergie captée du rayonnement solaire. Quel est le ren-

dement de cette opération ? Quel est d'abord le rendement de la végétation, en calories ? Le résultat le meilleur, à cet égard, est obtenu de l'alcool fabriqué par la banane, qui pousse prodigieusement dans les régions intertropicales. Eh bien ! tout compte fait, les calories contenues dans l'alcool obtenu en un an, sont égales à celles reçue du soleil par la surface de culture pendant 5 heures. Et ce n'est pas encore de l'énergie mécanique ; en tablant sur un rendement de 20 % pour le moteur, cela ne fait plus qu'une heure ; une heure pour un an ! C'est un rendement 50 ou 100 fois plus petit que celui de notre mauvaise machine ! Revenons à elle.

Il est évident qu'en ne laissant l'eau de condensation se réchauffer que de quelques degrés, elle peut encore être utilisée ensuite pour obtenir la fraîcheur des habitations. Le froid peut alors être considéré comme un sous-produit de la production d'énergie, à moins qu'on ne préfère considérer l'énergie comme un sous-produit de la distribution du froid.... Les deux industries peuvent se compléter ainsi fort heureusement.... en utilisant la même conduite sous-marine et, au surplus, par le fait que dans une ville, il faut plus de froid le jour que la nuit et plus d'énergie électrique la nuit que le jour. Une station munie, par exemple, d'une ou plusieurs conduites pouvant débiter 20 mètres cubes par seconde pourra fournir, le jour, 6 à 8000 Kilowatts et 250 à 300.000 frigories par seconde ; la nuit, elle pourra fournir 10 à 12.000 kilowatts et 150 à 200.000 frigories par seconde (ce qui est encore l'équivalent de 500 à 700 wagons de glace par heure).

Comme je l'ai déjà dit, deux sortes d'usines sont à envisager, les usines côtières, dont les conduites coûteront assez cher, à cause de leur longueur, mais qui pourront faire cette distribution mixte de fraîcheur et d'électricité, et les usines flottantes. A cause des tempêtes celles-ci ne seront guère réalisables que si l'on envisage de suite la réalisation de puissances de plusieurs centaines de milliers de kilowatts. Si la distance de la côte n'est que de 50 à 100 kilomètres,

ce n'est pas un problème compliqué d'y transmettre cette énergie par conductures immergées à une profondeur où la tempête n'agit plus, presque équilibrées et soutenues par câbles d'acier. Dans le cas contraire, la consommation de telles puissances ainsi que celle de puissances plus faibles réalisées, sur des îles, ne peut être que le fait d'industries électro-chimiques établies sur place. Dans cet ordre de production, toutes les espérances sont possibles, et la main-d'œuvre nécessaire toujours très minime.

Je me dispenserai d'allonger cette communication, déjà trop longue, en entrant dans de nouveaux détails à ce sujet. Je me bornerai à dire que, pour de telles usines rejetant l'eau froide usée à la mer, on peut espérer arriver à des dépenses d'installation ne dépassant pas 1500 francs-papier par kilowatt utile, ce qui, pour la marche continue que l'on peut admettre dans ces usines, porte les charges financières du kilowattheure à environ 2,5 centimes.

L'EAU DOUCE.

Je serai très bref en ce qui concerne la production d'eau douce en grandes quantités par distillation de l'eau de surface de la mer. La vaporisation peut évidemment être produite encore de la même manière, mais non la condensation: il faut des condenseurs à surface métallique. Mais la difficulté n'est plus la même que pour la production d'énergie car nous ne sommes plus obligés d'avoir de part et d'autre de ces surfaces, des différences de températures aussi petites, bien que nous ayons encore intérêt, par ailleurs, à *user* l'eau froide le plus possible. Il y a encore là une question de minimum à rechercher.

D'autre part, cette production peut être aussi combinée soit avec la distribution de fraîcheur, soit avec la production d'énergie, soit avec les deux, suivant les nécessités. Pour se rendre compte si elle est viable, il faut l'envisager seule. Je vous ferai grâce des développements: on trouve finalement que le prix de revient du mètre cube d'eau douce,

lorsqu'on ne fait que cela, est de l'ordre de grandeur de celui de la mégafrigorie, compte tenu des charges financières de la conduite et des condenseurs.

Produite en grandes quantités, on peut donc envisager son emploi en agriculture, puisque le mètre cube d'eau permet d'obtenir en moyenne 5 kilogrammes de matières végétales sèches.

Aux dépenses de production de cette eau, il convient d'ailleurs, d'ajouter encore celles nécessaires pour la remonter depuis le rivage de la mer jusqu'aux points de distribution....

Mais je m'arrête; le sujet devient dangereux, car les prophètes ont dit quelque chose comme ceci: « quand les fleuves et les rivières remonteront vers leurs sources, alors, ce sera la fin du monde! »

GIORGI: Desidero far notare che la distribuzione di questa acqua del mare deve incontrare grandi difficoltà nell'utilizzazione per rinfrescare gli appartamenti. Feci esperienze in larga scala per utilizzare l'acqua a $7/8^{\circ}$ per refrigerare, a Roma, dei locali di abitazione alla temperatura di $32-35^{\circ}$. La differenza che si riscontra, utilizzando i comuni radiatori, è ben piccola, non solo, ma richiede apparecchi enormi. Altra difficoltà è la condensazione prodotta dalla saturazione del vapore nell'ambiente. Ritengo che i radiatori normali non possano servire allo scopo.

BOUCHEROT: È per questo che credo bisogni abbandonare i radiatori normali per ricorrere ad apparecchi che mettano l'acqua direttamente a contatto con l'atmosfera, anche perché con questi apparecchi la condensazione aumenta la efficacia del sistema. Per esempio, per elevare un litro di aria a $34/40^{\circ}$ gradi occorrono $2/3$ piccole calorie, mentre per abbassare di altrettanto la temperatura dell'aria occorrono 4 frigorie.

Sur la production de champs magnétiques permanents à la fois intenses et étendus.

par

M. A. Cotton – Paris

I.

On sait maintenant obtenir des champs magnétiques d'une très grande intensité, atteignant quelques centaines de milliers de gauss. Kapitza les obtient à Cambridge en faisant passer des courants très intenses pendant des temps très courts dans une petite bobine qui n'a pas le temps de fondre. On peut utiliser ces champs pendant des intervalles de temps de l'ordre du centième de seconde. Cela suffit pour faire des expériences du plus haut intérêt, mais cela ne permet pas d'utiliser ces appareils dans beaucoup de recherches où l'on a besoin d'un champ changeant aussi lentement que possible avec le temps.

En second lieu il y a un grand nombre de cas où l'espace où le champ doit être réalisé doit être suffisamment grand, plus grand que le creux des bobines employées à Cambridge. Si l'on passe en effet en revue les phénomènes déjà connus où intervient le champ magnétique, on trouve qu'il y a presque toujours avantage à augmenter l'espace où le champ garde une valeur sensiblement constante. On ne peut guère citer comme exception que les cas où le phénomène à étudier dépend des dérivées du champ par rapport aux coordonnées et où le champ doit être par suite très rapidement variable d'un point à un autre. Lorsqu'on étudie les actions pondéromotrices subies par de très petites particules de *dimensions fixes* placées dans un tel champ non uniforme il

peut y avoir avantage à diminuer les dimensions de l'instrument. C'est le cas des expériences très intéressantes de Gerlach et Stern et d'Ehrenhaft. Mais dans tous les autres cas on trouve qu'il y a toujours un grand avantage à augmenter autant que possible les dimensions du champ utilisé. Même lorsqu'on étudie un phénomène qui ne dépend théoriquement que de la valeur du champ en un point (phénomène de Hall, phénomène de Zeeman) il faut disposer d'un espace suffisant pour la réalisation pratique des expériences et les tout petits entrefers dans lequel on a établi les records des champs ne sont jamais utilisés. Mais il y a en outre des cas où la grandeur même du phénomène que l'on étudie dépend de l'étendue du champ. C'est ce qui arrive en particulier dans les nombreuses recherches où on étudie la déviation subie par des projectiles électrisés de diverses natures lancés dans un champ magnétique uniforme, c'est le cas aussi de plusieurs phénomènes magnéto-optiques (polarisation rotatoire magnétique, biréfringence magnétique etc.).

Prenons comme exemple ce dernier phénomène qui a été observé d'abord par Majorana dans certaines solutions colloïdales d'hydroxyde ferrique, que nous avons retrouvé ensuite, Mouton et moi, dans des liqueurs mixtes et enfin dans des liquides purs ne renfermant pas de particules solides en suspension. La biréfringence des liqueurs mixtes et de certains colloïdes ferriques tend vers un maximum quand on augmente l'intensité du champ, de sorte que pour étudier une liqueur mixte pauvre, mais renfermant des particules faciles à orienter, il faut augmenter la longueur de la colonne liquide, il est inutile d'augmenter le champ. Dans le cas de la biréfringence magnétique des liquides purs où ce sont les molécules elles-mêmes du liquide qui tendent à s'orienter, la biréfringence est proportionnelle à $\int H^2 dl$ l étant la longueur du trajet de la lumière et il y a un grand avantage à augmenter les dimensions de l'instrument. Nous avons constaté, Mouton et moi, qu'en passant d'un électro-aimant pourvu de noyaux de 7 cm. à un électro-aimant

pourvu de noyaux de 17 cm. 5, les biréfringences que nous pouvions mesurer devenaient environ dix fois plus grandes. Or, pour la biréfringence magnétique il y a des questions importantes qui restent ouvertes et dont l'étude exige qu'on augmente encore ces dimensions. (Je citerai notamment l'étude de nombreux corps à l'état dissous ou gazeux, l'étude de la question des retards absolus, celle de la superposition des champs magnétique et électrostatique).

II.

Pour obtenir des champs à la fois intenses et étendus l'emploi de l'électro-aimant s'impose ; c'est pourquoi j'avais demandé dès 1912 que l'on construise un très gros électro-aimant avec des noyaux de l'ordre de un mètre de diamètre. Ce projet d'intérêt général avait reçu l'approbation de savants éminents ; l'Université de Paris, puis l'Académie des Sciences de Paris s'y étaient intéressées vivement. M. Pierre Weiss, à qui on doit les progrès les plus importants réalisés récemment dans la construction des électro-aimants (le refroidissement des bobines, l'emploi de pièces polaires en ferro-cobalt), avait bien voulu étudier, avec M. A. Piccard, un avant projet pour la construction de ce gros appareil. Il comprenait d'abord un gros électro-aimant proprement dit du type Weiss, puis des bobines supplémentaires que l'on pouvait disposer entre des pôles pour obtenir des champs plus intenses dans les petits entrefers. Cet avant-projet avait été examiné par une Commission formée à cet effet à l'Académie des Sciences ; on en trouvera la description dans les Procès-verbaux de cette Commission ou dans deux articles publiés en juillet 1914 dans la « Revue Générale des Sciences » ⁽¹⁾. Au moment où ce projet allait aboutir, grâce à l'appui du Prince Roland Bonaparte, la guerre a éclaté.

⁽¹⁾ A. COTTON - « Revue générale des Sciences » tome 25 page 626 et page 665 - 1914.

Depuis la fin des hostilités, j'ai repris mes démarches et me suis efforcé de faire aboutir ce projet malgré les difficultés résultant des conséquences financières de la guerre. J'ai obtenu en 1924 sur les fonds de la « Journée Pasteur » une subvention d'un million de francs pour la construction d'un gros électro-aimant. Cet instrument appartiendra à l'Académie des Sciences, il sera installé à l'*Office des Recherches Scientifiques et des Inventions* dirigé par M. Breton à Bellevue près de Paris. Cet emplacement a été choisi parce qu'on y dispose de ressources précieuses en ce qui concerne l'énergie électrique sous forme de courant continu. Le gros électro-aimant, actuellement en construction, y sera installé en 1928.

Cet électro-aimant différera sur plusieurs points, du modèle qui avait été étudié en 1914, et le projet actuel résulte d'études nouvelles dont je dirai quelques mots. On avait prévu primitivement une culasse d'un seul morceau, pesant 60 tonnes environ: or il apparût en 1925 fort difficile de construire et d'amener à l'emplacement choisi une pièce aussi lourde. D'autre part à la même époque parurent des travaux récents sur les Electro-aimants de laboratoire: En Allemagne Boas et Pederzani ⁽¹⁾ annonçaient qu'avec un électro-aimant à noyaux légèrement coniques, ils avaient obtenu d'excellents résultats. D'autre part, sans connaître le travail précédent, P. Villard publiait une note ⁽²⁾ où il préconisait lui aussi des noyaux coniques, et où il proposait d'augmenter beaucoup l'importance de la culasse, qui pourrait se montrer, disait-il, plus utile avec la nouvelle forme donnée aux noyaux. Il fallait évidemment trouver une réponse aux questions ainsi soulevées. Dans ce but j'ai fait construire un modèle réduit, sorte de « *maquette* », du gros instrument, à l'échelle de $\frac{1}{4}$ (64 fois moins lourd par conséquent) disposé de façon à ce qu'on puisse faire les études nécessaires. Pour remplacer la culasse unique d'abord prévue

(1) BOAS & PEDERZANI - « *Zeitschrift für Physik* » 19, 351, 1924.

(2) P. VILLARD - « *Comptes rendus* », 179, 1365, 1924.

pour le gros électro-aimant lui-même il fallait une culasse en plusieurs pièces: j'ai pensé qu'il fallait choisir une forme symétrique telle que les pièces s'opposant aux attractions magnétiques ne subissent aucune flexion et laissent les noyaux exactement coaxiaux. La forme de culasse qui a paru finalement la plus avantageuse est formée par une sorte de cage de section presque carrée, constituée par quatre poutres horizontales en acier doux réunies à leurs extrémités par des entretoises rigides. Sur les deux poutres inférieures, qui jouent le rôle de *rails*, glissent deux *montants* verticaux portant à la fois les noyaux et les bobines qui se déplacent avec ces derniers. D'autres poutres horizontales, des *longerons* (également en acier doux), s'appliquent sur les faces supérieure et inférieure de la cage et les montants viennent glisser tout près d'eux quand on les déplace: ces longerons sont destinés à accroître la section de la culasse dont une partie est déjà formée par les rails eux-mêmes, ils renforcent la partie correspondante du circuit magnétique. Peu pratique pour un petit instrument, parce que la cage gêne lorsque l'on veut manier des objets placés près des pôles, cette forme le devient pour un gros électro-aimant: en effet l'opérateur peut alors pénétrer lui-même dans la cage, passer entre les bobines que l'on peut écarter au besoin et se placer lui-même près des pôles.

Le modèle réduit a été construit suivant ce schéma; on a disposé les choses de façon à ce qu'on puisse commodément changer la section de la culasse dans de larges limites en enlevant ou ajoutant des longerons mobiles. En outre deux paires de noyaux, qui ont subi toutes deux plusieurs retouches successives, permettaient d'adapter successivement à l'instrument diverses formes de noyaux cylindriques ou coniques, ayant 25 cm. de diamètre moyen. Les bobines, un peu plus larges que les noyaux, restaient les mêmes dans ces essais, elles étaient dans chaque cas parcourues par des courants réglables: on n'a guère dépassé une excitation de 150.000 ampères tours. On a choisi deux entrefers types et dans chaque cas on s'est astreint à les

réaliser aussi exactement que possible, les bouts des pièces polaires voisins de l'entrefer étant toujours les mêmes dans tous les cas.

Les mesures de champs ont été faites avec un fluxmètre et une bobine, l'ensemble étant étalonné par la balance. En outre, pour l'étude topographique du champ dans l'entrefer et au voisinage de celui-ci, on s'est servi du *gaussmètre* que M. Dupouy a mis au point au Laboratoire de recherches physiques de la Sorbonne (1). Cet appareil, fondé sur la mesure du couple que le champ exerce sur un petit cristal de sidérose donne directement, par simple lecture sur un cadran, la valeur du champ en gauss et permet par suite de faire très rapidement une série de mesures. Dans toute cette partie expérimentale du travail j'ai eu la collaboration précieuse de M. Mabboux qui a pris en outre la plus grande part du travail de préparation des dessins de l'avant projet remis au constructeur. Ces recherches expérimentales ont été complétées par des calculs que j'ai faits du champ direct des bobines au centre de l'entrefer, soit pour les diverses positions occupées par les bobines au cours des essais, soit pour les bobines d'autres modèles d'électro-aimants: j'ai trouvé que les formules les plus simples étaient celles où on fait intervenir avec les paramètres géométriques caractérisant la méridienne de la bobine, la *densité moyenne du courant*, c'est-à-dire le nombre d'ampères traversant un centimètre carré de cette méridienne.

Cette étude a conduit aux résultats suivants:

1°) Si les noyaux présentent en dehors des bobines, et du côté de l'entrefer utile, des parties saillantes importantes, on augmente le champ en supprimant ces prolongements. Entre diverses formes de noyaux courts (comparés toujours avec les mêmes entrefers) on n'observe, que des différences minimales entre les champs mesurés et c'est surtout pour certaines raisons d'ordre pratique qu'on a adopté pour le gros électro-aimant des noyaux tronconiques. Nous n'avons

(1) G. DUPOUY - « Comptes rendus », 184, 375, 1927.

pas trouvé du tout, pour cette forme de noyaux, les gains importants annoncés par Boas et Pederzani. Je me suis aperçu alors que ces auteurs avaient commis un lapsus dans le calcul du champ de leur solénoïde étalon (ils ont négligé l'influence de la fente pratiquée dans ce solénoïde), lapsus qui entraîne une erreur de 7 pour cent environ dans la valeur du champ.

2°) La culasse n'a décidément pas, pour les valeurs des champs réalisés, l'importance qu'on lui a attribuée et on peut généraliser ce qu'Ollivier ⁽¹⁾ avait trouvé pour des électro-aimants formés par des longs noyaux rectilignes mis bout à bout : En enlevant les $\frac{2}{3}$ de la culasse, la diminution du champ n'a jamais atteint, dans nos expériences, 1 pour cent, même quand cette suppression rendait la section de la culasse inférieure à celle de la base des noyaux.

Si on supprime complètement la culasse, en remplaçant les quatre parties (rails) formant le bâti par des poutres de chêne ⁽²⁾, la diminution du champ est de quelques centièmes seulement pour les courants les plus intenses employés, et les courbes montrent que la différence s'atténuerait encore si on augmentait l'excitation.

On aurait donc pu, pour le gros électro-aimant, si on n'avait tenu compte que de l'intensité du champ dans les petits entrefers, supprimer la culasse et profiter de l'économie réalisée de ce chef pour augmenter encore les dimensions des noyaux et des bobines. On ne l'a pas fait, on a conservé une culasse importante. D'abord en effet la culasse est utile quand on écarte beaucoup les pôles ou quand on emploie une excitation réduite. Puis le champ magnétique au voisinage de l'instrument est nettement plus intense avec un instrument sans culasse puisque c'est l'air, tout autour

⁽¹⁾ OLLIVIER - « Annales de Physique et de Chimie », 8^e série 21, 289, 1910.

⁽²⁾ Il faut noter que dans ce cas, les noyaux restaient fixés sur les montants qui les portent. Ces montants, de large section, jouent un rôle utile ; si on les supprime, l'instrument étant alors formé simplement des deux bobines avec leurs noyaux courts (séparés par des cales de bronze), la diminution du champ peut dépasser 10 pour cent.

de l'électro-aimant qui ferme alors le circuit magnétique: ce champ parasite serait fort gênant dans certains cas.

Cette étude du rôle de la culasse a eu une conséquence pratique importante. Elle a montré qu'on pouvait tolérer délibérément des entrefers supplémentaires entre les pièces mobiles et les pièces fixes, ce qui supprime bien des difficultés de construction: on a évité ainsi en effet les frottements entre des parties glissantes et on a pu introduire des organes de réglage.

3°) Il ne faut pas, quand on fait la théorie d'un électro-aimant de laboratoire, se contenter de l'approximation grossière où on raisonne comme s'il s'agissait d'un transformateur à circuit magnétique fermé. La partie du flux réellement utilisée est celle qui circule dans l'entrefer compris entre les facettes polaires: elle n'est souvent qu'une toute petite fraction du flux total. D'autre part on ne peut pas admettre que les lignes d'induction qui traversent chaque section sont parallèles entre elles, ni supposer qu'aucun flux ne circule non plus autour de la culasse.

Le calcul le plus utile, quand on veut prévoir théoriquement les qualités d'un électro-aimant de laboratoire, est celui du champ direct des bobines au centre de l'instrument. Les petites différences relevées, lors des essais de la maquette, entre les diverses formes de noyaux s'expliquent en remarquant que la distance entre les joues en regard des deux bobines est modifiée lorsqu'on passe d'une forme de noyaux à une autre en conservant le même entrefer: les champs réels mesurés se disposent dans le même ordre que ces champs directs, mais les différences constatées sont accrues par la présence du fer. De même si on compare deux électro-aimants de types différents, mais de dimensions comparables (ayant des noyaux de même diamètre moyen) en mesurant dans les deux cas le champ dans le même entrefer: l'instrument pour lequel le champ direct est le plus grand est celui pour lequel on trouve les champs les plus élevés, mais ici encore les différences trouvées expérimentalement dépassent les différences entre les champs directs.

Le champ mesuré dans l'entrefer d'un électro-aimant peut être considéré en effet comme la somme de deux champs: le champ propre des bobines et le champ créé par le fer aimanté. Ce second champ résulte des actions élémentaires de tous les points où des masses magnétiques libres, Nord ou Sud, apparaissent, mais parmi les masses en question, celles qui ont l'action prépondérante sont celles qui sont les plus voisines du centre. Le champ direct des bobines passant au centre par une valeur stationnaire, (maximum ou minimum) varie peu au voisinage: on comprend donc que le champ calculé au centre donnera des indications sur l'état d'aimantation du fer dans les régions les plus intéressantes au point de vue de la formation du champ.

On se rend compte de même du peu d'influence de la culasse lorsque l'électro est suffisamment excité: les pôles de noms contraires qui apparaissent quand on supprime la culasse, sur les extrémités des noyaux éloignées de l'entrefer tendent bien à diminuer le champ, mais ils sont trop loin pour agir directement d'une façon sensible: ils ont seulement l'inconvénient de produire un champ démagnétisant dont l'influence sur l'aimantation des noyaux eux-mêmes se manifesterait surtout si l'excitation est réduite.

C'est donc la considération du champ direct des bobines qui doit intervenir dans le choix des formes les plus avantageuses au point de vue de la puissance et du rendement. Comme on augmente toujours le champ d'une spire de diamètre donné en la rapprochant du plan équatorial, il est théoriquement avantageux de rapprocher autant que possible l'une de l'autre les deux bobines constituant l'enroulement. S'il n'y avait pas des raisons pratiques pour maintenir libre l'accès de l'entrefer et si on n'avait pas parfois à utiliser des champs de grandes dimensions ce seraient évidemment les bobines « polaires », (celles qui sont disposées sur les cônes eux-mêmes des pièces polaires), qui seraient les plus avantageuses. Les bobines supplémentaires amovibles joueront précisément le même rôle.

III.

Je donnerai enfin quelques indications générales sur le gros instrument lui-même qui est actuellement en construction. (Des dessins sont projetés représentant l'avant projet remis au constructeur, ces dessins ne différant que par des détails des dessins d'exécution eux-mêmes).

L'encombrement total de l'instrument est à peu près 5m60 en longueur, 2m50 en hauteur et en largeur, son poids total sera d'environ 100 tonnes, dont 9 tonnes, 2 sont formées par l'enroulement, constitué par du tube de cuivre électrolytique de section extérieure carrée et percé d'un trou rond, tel que P. Weiss le recommandait. Les joues des bobines sont en aluminium, les carcasses cylindriques sur lesquelles se fait l'enroulement et qui s'adaptent aux noyaux tronconique sont en bronze. Les bobines sont enroulées et imprégnées dans le vide comme on le fait pour les bobines de transformateurs. Chacune des bobines, supportée par une tige fixée sur le montant, se déplace en même temps que le noyau correspondant, sous l'action d'un moteur. Le plancher de la salle construite pour l'électro se trouvera au niveau de la face supérieure des longerons du bas: lorsqu'on aura écarté avec les moteurs les deux montants portant les parties mobiles on formera, entre les joues en regard des bobines, un couloir dont la hauteur est 1m90, la largeur (maxima) 1m25, qui permettra à l'opérateur de passer de plein pied entre les bobines ou même entre les pôles. La puissance des dynamos servant à l'excitation est 115 Kilowatts en régime normal.

Quels sont les champs que donnera cet électro-aimant dans différents entrefers?

Supposons d'abord qu'on l'utilise sans bobines supplémentaires; on peut affirmer que les valeurs prévues en 1914, dont on trouvera le tableau dans l'article cité de la « Revue Générale des Sciences » seront certainement atteintes. Je me borne à en extraire les nombres suivants:

Diamètre des facettes

polaires	230 mm	Distance	40 mm	Champ	31650 gauss
»	28 »	»	10 »	»	50700 »
»	5,7 »	»	5 »	»	61400 »
»	5,7 »	»	3,5 »	»	64400 »
»	3 »	»	2 »	»	70100 »

Ce dernier entrefer, qu'on prend trop souvent comme entrefer type, est d'ailleurs peu intéressant parce qu'il est trop petit: l'expérience montre qu'on n'utilise jamais pour des recherches ces pièces polaires destinées à produire des valeurs « record » pour le champ: les autres donnent une idée plus juste des champs qui pourront être réellement utilisés pour les recherches.

Pourquoi peut on affirmer que ces valeurs seront atteintes? C'est que la maquette soumise aux essais a une forme, un profil de bobines etc., qui ne s'écartent guère de celle de l'instrument définitif, et que l'on a employé systématiquement pour les essais, une densité de courant telle que la règle de similitude ⁽¹⁾ puisse s'appliquer avec exactitude. On peut dans ce cas prévoir en toute sécurité ce que donnera l'instrument agrandi. Par exemple avec la maquette, avec des pièces polaires en fer (non en ferro-cobalt) on obtient avec une excitation de 150.000 ampères tours, un champ de 43.500 gauss. On peut affirmer dès lors que dans l'instru-

⁽¹⁾ L'énoncé suivant de cette règle est seul correct en toute rigueur:

Si on multiplie par λ toutes les dimensions linéaires d'un électro-aimant, y compris celles du conducteur, et si on divise par λ la densité moyenne du courant circulant dans l'instrument agrandi, on obtient le même champ aux points correspondants du petit et du grand instrument. Sous cette forme la règle résulte immédiatement des lois élémentaires de l'électromagnétisme.

On donne souvent de cette règle indiquée par Lord Kelvin et Rowland des énoncés différents en admettant par exemple qu'on multiplie par λ le diamètre des noyaux et le nombre des ampères tours. Elle n'est alors plus exacte, car les champs directs des bobines ne restent les mêmes que si les méridiennes des bobines restent semblables.

ment agrandi 4 fois on obtiendra le même champ dans un entrefer de 40 mm. de diamètre et de 20 mm. d'épaisseur.

De même on peut affirmer qu'on aura — sans employer les pièces polaires en ferro-cobalt, un champ de 34.400 gauss entre les plateaux de 244 mm. de diamètre, distants de 20 mm., parce qu'on a obtenu ce même champ avec la maquette dans un entrefer quatre fois plus petit et des pièces polaires en acier doux, sans cobalt.

Aux champs ainsi prévus, il faut ajouter — dans les cas où la nature des expériences permettra de l'introduire — l'appoint fourni par les bobines supplémentaires placées dans l'entrefer. En 1914, on prévoyait pour la puissance totale pouvant être dépensée dans l'ensemble de l'électro-aimant et des bobines supplémentaires 300 kilowatts. En utilisant ces bobines (laissant un espace libre dans le plan équatorial) avec l'électro on prévoyait par exemple les champs suivants :

Diamètre des facettes

polaires 5,7 mm	Distance 5 mm	Champ 99400
» 5,7 »	» 3,5 »	» 102500
» 3 »	» 2 »	» 108100

J'espère qu'avec les bobines actuellement à l'étude on pourra augmenter ces champs. La puissance dont on disposera sera en effet notablement accrue. L'électro-aimant lui-même sera excité avec les machines donnant 115 kilowatts dont disposait déjà l'Office des Inventions, mais pour l'excitation des bobines supplémentaires on pourra utiliser des groupes donnant ensemble 2000 K. V. A. qui viennent d'être mis en place.

J'ajoute que sous l'emplacement de l'électro-aimant lui-même, entre les piliers qui serviront à le supporter, se trouve dans une chambre spéciale une table qui portera la fente et le châssis d'un spectrographe vertical à autocollimation. Pour installer ce spectrographe on a construit un puits de 9 mètres de profondeur soigneusement clos et bien étanche qui sera utilisé comme on le fait dans les belles installations de Pasadena et du Mont Wilson.

J'ai tenu à signaler au Congrès de Come, ces moyens d'action qui seront prochainement rassemblés à Bellevue. Je souhaite en effet vivement que ces moyens de travail puissent plus tard être utilisés par les chercheurs de tous les pays désireux de se servir de champs magnétiques à la fois intenses et étendus.

Mr. RUTHERFORD: I am sure all scientific men will be very grateful to Professor Cotton for the great care he has taken in designing and constructing such a large electromagnet, more particularly as he hopes to place this machine at the disposal of scientific men of all countries for special investigations in high magnetic fields.

As mentioned by Professor Cotton, Dr. Kapitza in my Laboratory has succeeded by special methods in producing for experimental purposes magnetic fields of more than 300.000 gauss for the duration of about 1/100 second. By these methods, it may soon be possible to study magnetic effects in fields of about half a million gauss.

Sur les tentatives infructueuses faites par un grand nombre d'inventeurs pour réaliser une machine à courant continu sans collecteur

(Résumé)

par

M. P. Janet – Paris

On sait que l'immense majorité des machines à courant continu repose sur l'emploi du collecteur, cet organe admirable inventé par Pacinotti en 1860, redécouvert et appliqué industriellement par Gramme en 1872. Les progrès de la construction électrique ont rendu l'emploi du collecteur sûr et parfait ; mais sa réalisation pratique n'est pas moins délicate et coûteuse, et cela suffit pour qu'un grand nombre d'inventeurs aient cru devoir consacrer leurs efforts à essayer de le supprimer.

En fait, on sait que dès maintenant il existe des machines à courant continu sans collecteur : ce sont toutes les machines du type dit unipolaire, fondées sur le principe du disque de Faraday ou sur les phénomènes d'induction inverse des rotations électromagnétiques de Faraday. De puissantes machines industrielles ont été réalisées sur ce principe mais, devant l'impossibilité où l'on s'est trouvé de mettre en série leur éléments constitutifs sans multiplier les contacts glissants, ce qui reviendrait à l'emploi détourné d'un collecteur, on a dû restreindre leur emploi au cas où l'on a besoin de très forts courants sous de très faibles tensions.

Depuis bien longtemps, cette impossibilité pratique de mettre en série, sans contact glissant, les éléments de ces machines a attiré l'attention des Ingénieurs électriciens qui ont cherché à en donner une démonstration théorique générale.

L'A. croit interessante di segnalare qui alcune delle errori le più frequentemente commesse dai inventori che vengono a usare i loro sforzi contro un problema che sembra bene presentare tutti i caratteri d'impossibilità del movimento perpetuo.

Ces inventions se rapportent en général à un certain nombre de types que l'A. énumère et dont il donne des exemples en montrant pour chacun d'eux l'erreur commise par l'inventeur.

1°) Inversion périodique du sens du courant dans les inducteurs d'un alternateur.

2°) Pôles inducteurs de nom contraire tournant en sens inverse en regard de l'induit.

3°) Prétendu entraînement des lignes de force par un système tournant.

4°) Fausse interprétation des propriétés des écrans magnétiques.

5°) Dispositions mécaniques utilisant des contacts magnétiques glissants.

Sur chacun de ces exemples, l'A. montre l'inanité des efforts de très nombreux inventeurs qui s'attaquent à un problème insoluble, et espère ainsi éviter aux jeunes ingénieurs électriciens une perte de temps inutile.

GIORGI: Il signor Janet ha fatto rilevare che in parecchi casi è più vantaggioso considerare la variazione del flusso magnetico abbracciato dai circuiti chiusi invece del flusso totale tagliato dai conduttori che si muovono. Vi sono però dei casi in cui non si ottiene in nessuno dei due modi la soluzione del problema. Parecchi di questi casi sono stati prospettati in un mio lavoro, e commentati sulla « *Revue Générale d'Electricité* ». Vi è qualche cosa da completare e questo qualche cosa è intimamente legato con la questione delle macchine unipolari. In ogni caso, la conclusione generale resta precisamente quella del Janet. Le spire sono inutili nelle macchine unipolari e si può solo utilizzare il conduttore e il contatto strisciante.

CORBINO: La conclusione del prof. Janet che, cioè, è impossibile un movimento continuo in un motore a corrente continua senza collettore o senza contatto strisciante o la produzione della corrente continua senza collettore e senza contatto strisciante, presuppone che il movimento del conduttore si compia secondo la legge fondamentale di Ohm. Ma se si utilizzano delle deviazioni di corrente connesse col fenomeno di Hall o con le variazioni di resistenza di un metallo in un campo magnetico, allora è possibile creare un motore senza collettore, che gira con corrente continua ed è possibile creare una piccola dinamo che produce corrente continua. Gli apparecchi sono stati realizzati da me e dal prof. Trabacchi e sono visibili, per chi lo desiderasse, a Roma.

Il Prof. Corbino dà spiegazione sulla costruzione e sul funzionamento dei due apparecchi, e viene alla conclusione, che è possibile evitare le conseguenze del Teorema di Poincaré a condizione di avere un conduttore a resistenza variabile che non obbedisce alla legge normale di Ohm, ovvero quando le linee di corrente non sono perpendicolari alle linee di uguale potenziale.

Experimental relations between motion and electricity

by

R. C. Tolman - Pasadena

1. *Introduction.* – It is my desire to describe briefly a number of experiments which I have performed upon certain electrical effects which accompany the motion of matter, and to mention a further experiment upon which I am now engaged, but which has not yet been brought to a conclusion.

The results so far obtained, are all of them in at least approximate agreement with the predictions of accepted theory and hence cannot be said to have changed our point of view in any important way. There are, however, some discrepancies between prediction and experiment which more careful work may show to be of significance. In addition a correct understanding of the interrelations of motion and electricity is so fundamental to our physical thinking, that any direct experimental test of our theories is of interest. Moreover the predicted effects are so exceedingly small that there is a certain aesthetic satisfaction in their discovery and measurement, and I like to hope that such direct experimental observations of the properties of electricity is the kind of work that would have met the approval of the great experimenter Volta, in whose honor we have met.

2. *The Action of Centrifugal Force on Electrolytes.* – My first experiments ⁽¹⁾ consisted in a measurement of the diffe-

⁽¹⁾ TOLMAN – « Proc. Amer. Acad. Arts and Sciences », 46, 110, 1910;
« Journ. Amer. Chem. Soc. », 33, 121, 1911.

rence in electric potential between the center and periphery of a rotating electrolytic solution due to the unequal action of centrifugal force on the positive and negative ions of the solution. The experiments were similar to those of Des Cou-

dres (1), but were performed with a centrifugal apparatus of greater power giving approximately 200 times as great effect.

The general arrangement of the apparatus is shown in Figure I, where *A* is the steam turbine which drove the apparatus, *B* the steel tubes holding the glase tubes which contained the solutions, and *C* the mercury contacts leading to electrodes at the central and peripheral ends of the solution tubes.

The solutions used were the iodides of potassium,

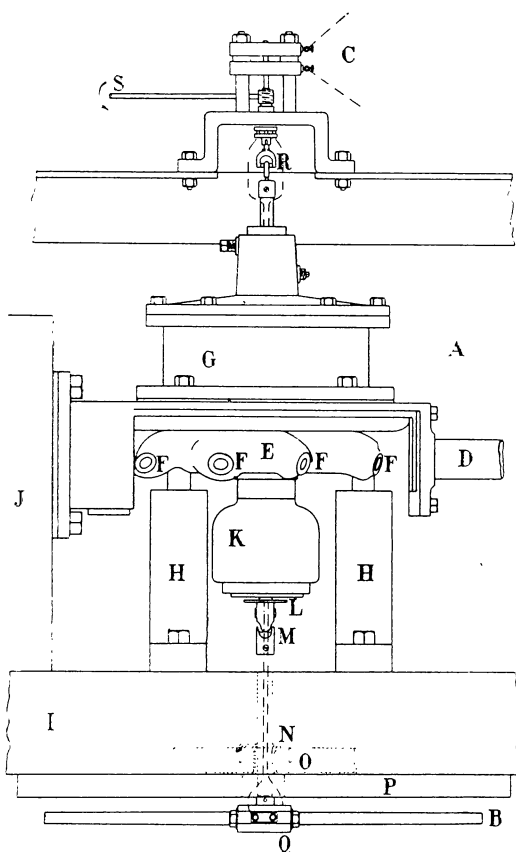


Fig. 1

sodium, lithium and hydrogen at a concentration of one mol per kilogram of water. In all these solutions, due to the great mass of the negative iodide ion, the action of the centrifugal force would be expected to make the peripheral

(1) DES COUDRES - "Wied. Ann.", 49, 284, 1893; *ibid.*, 57, 232, 1895.

electrode negative with respect to the central electrode, and this was found to be the case. The electromotive force, which was of the order of a few millivolts, was also found in all cases to be very closely proportional to the square of the number of revolutions per second, as is predicted by theory.

As to the absolute magnitude of the electromotive force, this should depend on the positions of the electrodes, the speed of rotation, the density of the solution, the specific volumes of the two ions, and the transference number for the electrolyte. To test the absolute magnitude, the measurements of electromotive force were used to calculate the transference numbers for the different solutions, a quantity which could then be compared with values in literature. The results are shown in Table I and show a satisfactory agreement with the data available.

TABLE I. — *Transference number of the anion*

	Iodide, Halide of centrifugal	Iodide, Dennison	Iodide, Bein	Iodide, Infini t dilution	Chloride, Was-hburn, Buchböck	Chloride, Infini t dilution
K	0.514	0.514	0.505	0.507	0.518	0.503
Na	0.615	0.624		0.604	0.634	0.601
Li	0.732			0.665	0.722	0.662
H	0.184			0.174	0.160	0.172

3. *The Action of Acceleration on Electrolytes.* — My next experiments made with the help of Mr. E. W. Osgerby ⁽¹⁾ consisted in a measurement of the pulse of electric current produced by the sudden acceleration of an electrolytic conductor.

The general arrangement of the apparatus is shown in Figure II. It consisted of a glass tube to contain the solution fitted to the rim of a bicycle wheel which could be set suddenly in rotation by the release of a spring. Electrodes were inserted at two different points in the tube and con-

⁽¹⁾ TOLMAN, OSGERBY and STEWART, "Journ. Amer. Chem. Soc.", 36, 466, 1914.

nection made to a ballistic galvanometer through flexible electric cords, which were arranged to wind up on the hub of the wheel when the rotation started.

The solutions used were the iodides of potassium, sodium and lithium. On suddenly setting the wheel in revolution a

pulse of current was observed to pass through the ballistic galvanometer in the direction which would be predicted on the expectation that the heavy iodide ion would make the rear electrode negative.

The magnitude of this pulse, which was of the order of 5×10^{-9} coulombs, should theoretically depend on the distance between the electrodes, the velocity given to the solution, and the transference number and other properties of the solution. As a matter of fact the galvanometer throw was found to be approxima-

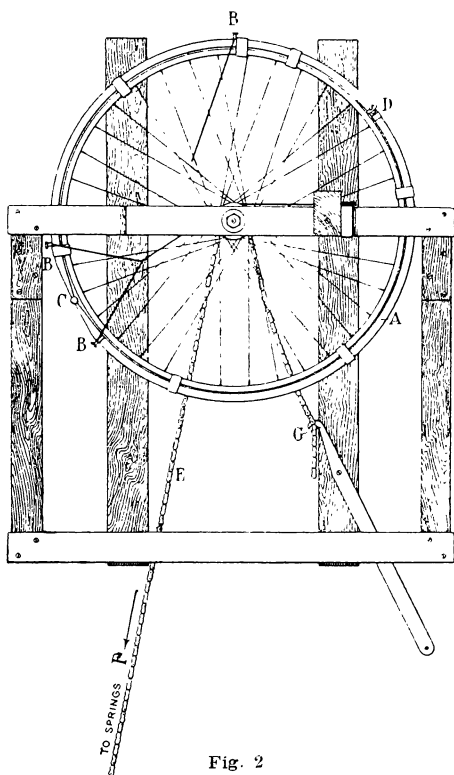


Fig. 2

tely proportional to the distance between the electrodes and to the velocity attained by the wheel as was predicted. In addition, as a check on the absolute magnitude, in a series of experiments with constant distance between electrodes and constant velocity, the average galvanometer throws for the three salts mentioned were found to be 0.9, 0.9, and 1.0 mm. as compared with calculated theoretical throws of 0.7, 0.9, and 1.1 mm.

ged to rotate about its axis, and provided with a brake so be brought to rest. The two that it can suddenly ends of the coil are brought to binding posts at the center and there connected with fine silk insulated wires, *G*, which are allowed to twist up during the rotation. Connection is then made with a ballistic galvanometer. On stopping the rotation of the coil, a sudden pulse of electric current flows through the galvanometer owing to the tendency of the electrons in the metal to continue in motion.

The effect obtained was very small, being of the order of 10^{-9} coulombs, and hence precautions had to be taken for the elimination of accidental effects. With a coil of the length necessary, connected directly to the galvanometer, we found the galvanometer always in violent oscillation owing to accidental fluctuations in the earth's magnetic field. To eliminate this, the coil used was connected in series with a similar coil shown at *F*, which was wound in the opposite direction, and in this way we obtained a very considerable neutralization of the accidental effects due to the variation of the earth's field.

It was also necessary to neutralize the steady horizontal and vertical components of the earth's magnetic field and this was done by the Helmholtz coils, *D* and *E*.

The horizontal component had to be eliminated in order that no electromotive force should be produced by the slight accidental tipping of the coil which necessarily accompanied the application of the brake.

The vertical component had to be eliminated to remove the electromotive force which was otherwise produced by a cutting of the earth's field due to a decrease in the diameter of the coil when the centrifugal force was removed by stopping the coil. The possibility of such a difficulty was first suggested to us by Professor Bridgman, and as a matter of fact we found that the effect, small as it was, was about the same size as the effect we were trying to measure. The complete elimination of the effect was made certain by the fact that we finally got concordant results rotating the coil

in either direction. Under these circumstances the accidental effect in question would in one case increase the desired effect and in the other case decrease it.

An elementary theory of the effect can be developed if we assume the carrier of electricity in a metal to be a free conducting electron, with its mass concentrated at a point. With these assumptions the pulse of electric current should be proportional to the ratio of mass to charge, m/e , to the change in velocity of the conductor, v , and to the total length of the wire, l , and inversely proportional to the resistance, R , as given by the equation.

$$Q = \frac{m}{e} \frac{vl}{R}. \quad (1)$$

We made in all 624 individual runs on copper, silver and aluminum wire, using nine different coils, with various lengths and two different sizes of wire, and two different kinds of insulating binder to hold the coils in place, and rotating at different velocities, sometimes in one direction and sometimes in the other.

In every run the pulse of current was in the direction predicted on the basis of a negative charge for the carrier of electricity in metals. The pulse was also found to depend on velocity, length and resistance as expected. For all three metals the average value of the ratio of the mass to the charge of the carrier, m/e came out about 15 percent *greater* than the value of m/e for an electron in free space. It is not certain, however, that this discrepancy is greater than the error in the results.

5. *Experiments on the Oscillation of a Metallic Conductor.*

— It was felt that the most serious possibility of error in the foregoing work lay in the possibility of electromotive forces produced in some manner not thoroughly understood by the buckling of the wire or the forces between the wire and insulation at the time of stopping the coil. For this

reason new experiments were undertaken ⁽¹⁾ in which a copper cylinder was oscillated about its axis and the alternating current produced in it detected by surrounding it with a secondary coil of many turns of fine wire.

The final work, using this method, was done with the help of Mr. Mott-Smith ⁽²⁾ with the apparatus shown in

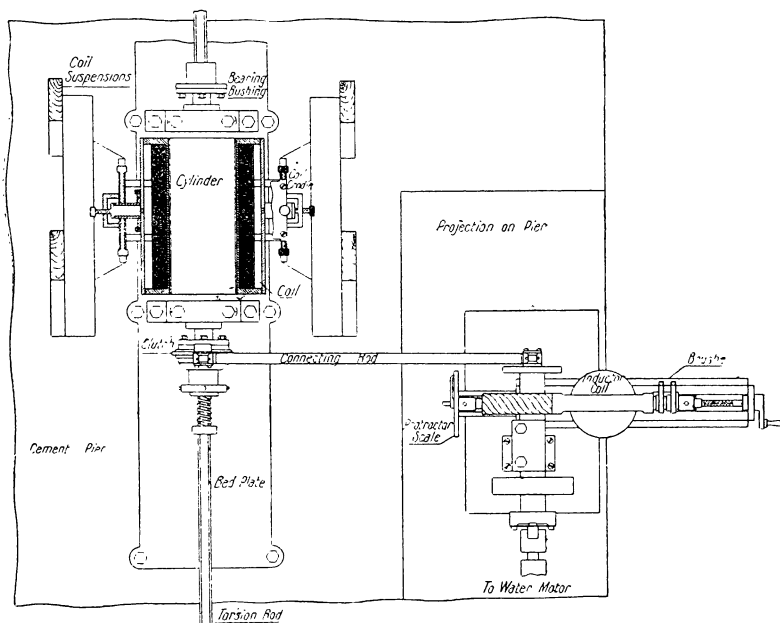


Fig. 4

Figure IV and more diagrammatically in Figure V. The copper cylinder was $9 \frac{1}{8}$ inches long, 4 inches in diameter with a wall thickness of $\frac{1}{2}$ inch and was oscillated with a frequency of about 20 cycles per second and an amplitude of about 38° . It was surrounded by a secondary coil of very fine wire having a length of approximately 67 miles and a total of 260,772 turns.

The alternating voltage, generated in the secondary,

(1) TOLMAN, KARRER and GUERNSEY - « Phys. Rev. », 21, 525, 1923.

(2) TOLMAN and MOTT-SMITH, « Phys. Rev. », 28, 794, 1926.

was detected with the help of a three stage vacuum tube amplifier, transformer and vibration galvanometer. The measurement of this voltage was made by balancing it both as to amplitude and phase with voltage generated by an earth inductor rotating in synchronism with the oscillation of the cylinder. The calibration of the apparatus

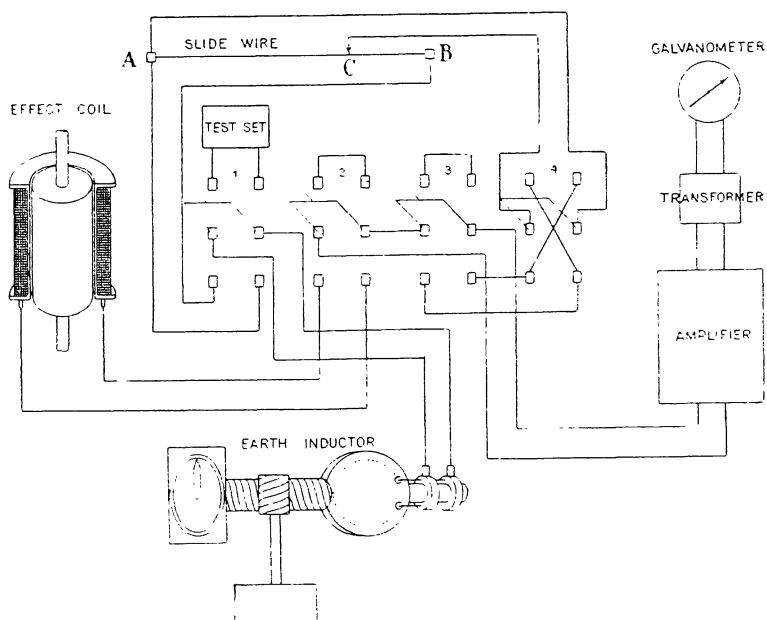


Fig. 5

was obtained by oscillating the cylinder so as to cut the earth's field and thus produce a known electromotive force in the cylinder.

There were, of course, many accidental effects to overcome. The apparatus had to be housed in an isolated building away from electrical circuits and driven by a Pelton water wheel specially constructed of bronze. To eliminate accidental effects due to cutting the earth's field the copper cylinder had to be set with its axis parallel with the earth's field, and the axis of the coil adjusted very closely parallel

with that of the cylinder. The vibration galvanometer was tuned to the frequency of oscillation and thus responded with greatly diminished sensitivity to accidental effects of other frequencies. Even then, however, it was appreciably affected by the fifty cycle disturbances due to the commercial electrical circuits in the city and by irregular fluctuations in the earth's field.

Assuming again that the carrier of electricity in a metal is a free conducting electron, with its mass concentrated at a point, it was possible to calculate that the amplitude of the electromotive force generated in the copper cylinder should be proportional to the ratio m/e of mass to charge for the electron and should be in phase with the acceleration. A series of careful runs gave an amplitude of electromotive force corresponding to a value of m/e 19 percent *smaller* than the value of m/e for an electron in free space, and the phase of the electromotive force lagged 10° behind the phase of the acceleration. These deviations from the predicted result are much greater than the "probable" error of the experiments but perhaps not greater than the real error.

It is interesting to note that the experiments on the sudden stopping of the coils of wire gave a value for the mass of the carrier 15 percent greater than the mass of the electron in free space and the oscillation experiments at 20 cycles a value 19 percent smaller.

I think it is not impossible, although by no means certain, that these differences are real. Further experiments at higher frequencies would be interesting. I should also be very much interested to learn if the new wave mechanics of the electron would lead to the same conclusions as I have predicted on the basis of the older particle mechanics.

6. *Experiment on the Oscillation of an Electric Charge.* — In conclusion, I wish to describe to you an experiment upon which I am now engaged which, however, has not yet led to definite results.

The conducting cylinder used, as described above, has

been replaced by a cylinder with a longitudinal cut which prevents the flow of electricity and this has been charged to a high potential and oscillated inside the coil. It is to be expected that this oscillation of the charged cylinder should also produce the effects of an alternating current, but I have not yet been able to oscillate the cylinder fast enough to detect the expected effect in comparison with the accidental ones present. I am now arranging for the construction of new apparatus which will permit a higher speed of oscillatory motion.

Although the expected result may appear obvious, it nevertheless seems to me worth while to carry out the proposed experiment. The experiments of Rowland and others have undoubtedly shown that a charge of electricity in uniform motion has the properties of a direct current. It has been less satisfactorily shown, however, that a mechanically oscillated charge has the properties of an alternating current. The experiments of Pender and of Karpen seemed to show this to be true, but the experiments of Cremieu led to a negative result which was not satisfactorily explained by the combined work of Cremieu and Pender. It is further to be noted that the three authors mentioned used a method in which a body in uniform motion was alternatedly charged and discharged, which introduces a certain difference and danger as compared with an experiment in which a uniformly charged body is set in oscillatory motion. It is also finally to be specially emphasized that the production of a steady magnetic force by the uniform mechanical motion of an electric charge as in the experiments of Rowland does not logically prove the production of an alternating magnetic force, an alternating electric force, and an alternating Poynting vector by a mechanically oscillated charge, and this is necessary if I find that my experiment produces an electromotive force in the secondary.

I wish to thank you for the kindness and attention with which you have listened to my remarks.

Questions d'électricité atmosphérique

par

M. Marcel Brillouin – Paris

1. Le nombre et l'intensité des parasites qui troublent les communications par télégraphie sans fil, montrent que l'atmosphère est extrêmement hétérogène comme constitution électrique, et que cette hétérogénéité est incessamment variable, même quand la pression, la température, la limpidité paraissent sensiblement uniformes.

Une répartition de charges électriques avec excès positif dans des domaines étendus, négatif dans d'autres, est nécessairement accompagnée d'un champ électrique et électromagnétique très irrégulier dans l'espace et dans le temps, qui peut se manifester, non seulement par les parasites, mais aussi par des actions mécaniques capables de jouer un rôle dans les mouvements généraux ou locaux de l'air atmosphérique. C'est ce que je me propose d'étudier dans les pages qui suivent.

2. Pour fixer les idées, il importe de savoir de quel ordre de grandeur sont les forces mécaniques mises en jeu dans les mouvements généraux de l'atmosphère.

Les cartes météorologiques montrent que des différences de pression d'un centimètre et demi de mercure (15^{mm}) par 100 Kilomètres sont toujours accompagnées de vents violents; ce sont des actions mécaniques puissantes en météorologie générale. C'est une différence d'un cinquantième d'atmosphère ou 20 grammes par centimètre carré, entre

deux points distants de dix millions de centimètres, soit donc $\frac{2}{1000}$ milligramme par centimètre cube d'air. Dans les aires les plus calmes des hautes pressions, avec faibles brises folles, la force générale que subissent de grands volumes (plusieurs kilomètres cubes) ne tombe guère au dessous de 10^{-4} milligramme par centimètre cube, ou 10^{-4} dynes par centimètre cube environ.

Confirmons cet ordre de grandeur en cherchant des valeurs extrêmes de la force de Coriolis $2\omega U\rho$ par centimètre cube; ω est la vitesse de rotation de la terre 73.10^{-6} , ρ est la densité de l'air, 13.10^{-4} environ, et U la vitesse du vent. Une vitesse de 100 mètres par seconde (10^4 cm: sec.) correspond à une très violente tempête; la force de Coriolis est alors de deux millièmes de milligramme par centimètre cube. Une vitesse de 1 mètre par seconde (vitesse de marche lente) ne donne plus que deux cent millièmes (2.10^{-5}) de milligramme par centimètre cube.

Ainsi, pour que les actions électriques jouent un rôle en météorologie générale, il faudrait que sur de très grands volumes, (couvrant au moins une centaine de kilomètres carrés, avec quelques kilomètres de hauteur) la force horizontale par centimètre cube approche du dix-millième de milligramme (10^{-4}) ou le dépasse .

3. Voyons maintenant quelles densités électriques, et quels champs électrostatiques donneraient cette force moyenne. Soit E le champ électrique horizontal en volts par centimètre, ou $\frac{E}{300}$ en unités électrostatiques CGS, et e l'excès de charge par centimètre cube en unités électrostatiques. Il faudrait avoir environ

$$E e = 300.10^{-4} \text{ CGS};$$

par exemple

$$E = 1000 \text{ volts/cm} \quad \text{avec} \quad e = 3.10^{-5}.$$

or la charge d'un électron n'est pas tout à fait 5.10^{-10} (u. e. s.); la densité électrique 3.10^{-5} exigerait donc un excès de 60,000 ions d'un signe par centimètre cube !

Ce n'est point sur un centimètre cube isolé, mais, à peu près uniformément, sur des millions de milliards de centimètres cubes, formant un volume de quelques kilomètres cubes, qu'il faudrait un tel excès de densité électrique, formidable, et un tel champ, déjà très grand. Avec de telles densités électriques, le champ serait d'ailleurs très loin de l'uniformité.

De quelque façon qu'on examine la question, on voit que des phénomènes *électriques*, locaux, et même étendus, — sinon généraux — très puissants se produiront pour des densités électriques et des champs extrêmement inférieurs à ceux qui seraient nécessaires pour produire une action *mécanique* comparable à celles que mettent en jeu les mouvements généraux de l'atmosphère.

Pour toute la hauteur (10 à 12 km.) de l'atmosphère, siège des mouvements généraux que peut étudier la météorologie dynamique, les excès de charge positifs ou négatifs, ne peuvent donc provoquer sur des aires de quelques kilomètres carrés d'étendue aucune force totale, comparable, même de très loin, aux actions mécaniques pures qui produisent les mouvements généraux de l'atmosphère.

Elles ne peuvent produire que des troubles locaux, confus, non organisés en mouvements généraux.

4. Dans toute la hauteur de l'atmosphère jusqu'à la *stratosphère* de Teisserenc de Bort, la pression ne tombe pas au dessous de $\frac{1}{4}$ d'atmosphère. La mobilité des petits ions, est donc inférieure à 2 au niveau du sol, à 6 vers 8,5 kilomètres d'altitude, à 8 vers 10 kilomètres. Dans un champ de 100 volts par centimètre, un de ces petits ions parcourrait donc, par rapport à l'air ambiant, moins de 2 mètres par seconde au niveau du sol, 8 mètres par seconde à la base de la *stratosphère*.

Un champ uniforme de 100 volts par centimètre, ou $\frac{1}{3}$ d'unité électrostatique, entre plateaux parallèles, exigerait sur chacun d'eux une densité électrique $\frac{1}{3 \times 4 \pi} = \frac{1}{38}$, ou plus de 50 millions d'ions par centimètre carré. C'est l'ordre de grandeur du champ vertical et de la densité électrique, à la surface du sol. Mais, outre que ce champ diminue assez vite avec la hauteur, il est très sensiblement *vertical*. Il n'y a pas d'indication de champs horizontaux *de quelque étendue*, même cent ou mille fois moindres.

On pourra donc dans une étude relative à de *grandes masses atmosphériques* négliger tout déplacement *horizontal* des charges électriques par rapport à l'air, mais il n'est pas aussi sûr que les déplacements relatifs, dans le sens vertical, des charges par rapport à l'air, soient toujours négligeables.

On devra donc travailler en deux étapes :

A) L'air est supposé parfaitement isolant ; les charges électriques sont liées à la matière aérienne ; elles ont la même vitesse.

B) Dans les circonstances qui font apparaître des champs électriques *verticaux* importants, on étudiera l'influence de la mobilité des ions, c.-à-d. de la conductibilité de l'air dans le sens vertical. Cette conductibilité ne peut d'ailleurs jouer un rôle, même secondaire, que si l'excès de charge est constitué par de *petits* ions de grande mobilité.

Si l'excès de charge est dû à de gros ions, à des poussières, à des gouttes d'eaux, à des aiguilles de glace, l'air doit être toujours et en tous sens traité comme parfaitement isolant.

Dans tout le cours de ce travail j'admettrai que l'air est parfaitement isolant, et que la charge d'un élément de masse se conserve dans tous les déplacements et toutes les déformations de l'élément, comme la masse mécanique elle-même.

Les recombinaisons ne se produisent qu'entre charges égales de signes contraires, qui, par conséquent, n'entraient pas en compte dans la charge totale de l'élément de volume. Les ionisations par les rayons ultra-violet, ou les chocs, ou

autrement éloignent l'une de l'autre, à quelques millimètres, des charges quasi-coïncidentes; cela non plus ne change rien à la charge totale des éléments de volume à considérer dans la météorologie dynamique: plusieurs décimètres cubes, ou plusieurs mètres cubes. Il n'y a pas à s'occuper de ces sortes d'actions, dans les phénomènes que je veux étudier.

5. Ecrivons les équations du mouvement de l'air électrisé.

Soient p , ϱ , U_1 , U_2 , U_3 la pression, la densité, et les composantes de la vitesse de l'air en un point x , y , z , t , et X , Y , Z , les composantes de la force extérieure (pesanteur, o , o , $-g\varrho$, et électromagnétisme $X^e, \dots$) Les équations du mouvement sont (Euler)

$$(1) \quad X - \frac{1}{\varrho} \frac{\delta p}{\delta x} = \\ = \frac{\delta U_1}{\delta t} + U_1 \frac{\delta U_1}{\delta x} + U_2 \frac{\delta U_1}{\delta y} + U_3 \frac{\delta U_1}{\delta z}, \dots$$

$$(2) \quad \frac{\delta \varrho}{\delta t} + \frac{\delta}{\delta x} (\varrho U_1) + \frac{\delta}{\delta y} (\varrho U_2) + \frac{\delta}{\delta z} (\varrho U_3) = 0$$

et l'équation d'état qui sera le plus souvent

$$(3) \quad p = A \varrho^{o/c},$$

en traitant l'air comme non conducteur de la chaleur.

Le coefficient $A = p_0 \varrho_0^{-\frac{c}{o}}$ déterminé par l'état initial de l'élément de masse aérienne lui reste attaché; on a donc, dans ce système de coordonnées d'Euler

$$(4) \quad \frac{\delta A}{\delta t} + U_1 \frac{\delta A}{\delta x} + U_2 \frac{\delta A}{\delta y} + U_3 \frac{\delta A}{\delta z} = 0;$$

c'est l'équation de *non-conductibilité thermique de l'air*.

Passons aux équations électriques. Soient E_1 , E_2 , E_3 les composantes du champ électrique, M_1 , M_2 , M_3 celles du champ magnétique, et $e\varrho$ la charge de l'élément de volume par centimètre cube, — beaucoup plus variable en x , y , z que la densité mécanique ϱ .

En unités électromagnétiques, les équations du champ sont

$$(5) \quad \frac{\delta M_2}{\delta z} - \frac{\delta M_3}{\delta y} = 4\pi e \rho U_1, \dots$$

$$(6) \quad \frac{\delta E_2}{\delta z} - \frac{\delta E_3}{\delta y} = -\frac{\delta M_1}{\delta t}, \dots$$

$$(7) \quad \text{Div } E = 4\pi \Omega^2 e \rho$$

$$(8) \quad \frac{X^e}{\rho} = e (E_1 + M_2 U_3 - M_3 U_2), \dots$$

J'ai laissé de côté, dans les équations (5), le terme de Maxwell, et je les ai réduites à la forme d'Ampère, en raison de la lenteur des variations du champ.

Dans les cas d'état magnétique permanent, ou à peine variable, les équations de l'induction (6), seront inutiles, et le champ électrique dérivera d'un potentiel V , avec

$$(6)' \quad E_1 = -\frac{\delta V}{\delta x}, \dots$$

et

$$(7)' \quad \Delta V = -4\pi \Omega^2 e \rho$$

où Ω est la vitesse de la lumière.

Il reste à écrire que l'air est *isolant*. Si l'on suit un élément de masse dans ses transformations, l'électricité qu'il porte lui reste attachée; en d'autres termes le coefficient e , quelle que soit l'irrégularité de sa distribution initiale, suit chaque élément de masse d'air sans changement. On a donc

$$(9) \quad \frac{\delta e}{\delta t} + U_1 \frac{\delta e}{\delta x} + U_2 \frac{\delta e}{\delta y} + U_3 \frac{\delta e}{\delta z} = 0 \quad (1).$$

Telles sont les équations du champ, à joindre aux équations mécaniques.

(1) Qui correspond bien à

$$\frac{\delta(ee)}{\delta t} + \frac{\delta}{\delta x} (U_1 ee) + \frac{\delta}{\delta y} (U_2 ee) + \frac{\delta}{\delta z} (U_3 ee) = 0.$$

A ces équations il faudra ajouter les équations *aux frontières*, qui conviennent à chaque problème, suivant que la frontière est conductrice ou isolante, de forme variable ou invariable.

6. Il est utile d'écrire, sous leur forme simple les conditions d'équilibre:

Equilibre mécanique:

$$(1)'' \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\rho} \frac{\delta p}{\delta x} + e \frac{\delta V}{\delta x} = 0 \\ \frac{1}{\rho} \frac{\delta p}{\delta y} + e \frac{\delta V}{\delta y} = 0 \\ g + \frac{1}{\rho} \frac{\delta p}{\delta z} + e \frac{\delta V}{\delta z} = 0 \end{array} \right.$$

$$(7)' \quad \mathcal{J}V = -4\pi\Omega^2 e\rho$$

p, ρ, e sont des fonctions de x, y, z . Il s'agit de savoir comment elles peuvent être choisies pour qu'il y ait équilibre, et que cet équilibre soit permanent et stable.

Par élimination de ρe , on obtient

$$(10) \quad \left\{ \begin{array}{l} 4\pi\Omega^2 p'_x - V'_x \cdot \mathcal{J}V = 0 \\ 4\pi\Omega^2 p'_y - V'_y \cdot \mathcal{J}V = 0 \\ 4\pi\Omega^2 g\rho + 4\pi\Omega^2 p'_z - V'_z \cdot \mathcal{J}V = 0. \end{array} \right.$$

Pour intégrer ces équations, conservons comme inconnue principale V , et éliminons les deux autres p, ρ .

L'élimination de p donne

$$(11) \quad \left\{ \begin{array}{l} -4\pi\Omega^2 g\rho'_x + V'_z \mathcal{J}V'_x - V'_x \mathcal{J}V'_z = 0 \\ -4\pi\Omega^2 g\rho'_y + V'_z \mathcal{J}V'_y - V'_y \mathcal{J}V'_z = 0 \end{array} \right.$$

$$(12) \quad 0 \quad + V'_x \mathcal{J}V'_y - V'_y \mathcal{J}V'_x = 0$$

et enfin l'élimination de ρ conduit à

$$(13) \quad V''_{zy} \mathcal{J}V'_x - V''_{zx} \mathcal{J}V'_y - V'_x \mathcal{J}V''_{zy} + V'_y \mathcal{J}V''_{zx} = 0.$$

Or c'est ce qu'on obtient aussi en dérivant par rapport à z l'équation (12). L'équation (13) n'en est donc pas dis-

tinete, et c'est l'équation (12) — avec les conditions frontières — qui détermine V .

Cette équation donne, en introduisant une fonction arbitraire des deux variables V et z ,

$$(14) \quad \Delta V = \frac{\delta}{\delta V} \mathfrak{F}(V, z) = -4\pi\Omega^2 e\varrho$$

Il est commode pour la suite de prendre la fonction arbitraire du second membre sous cette forme, dérivée par rapport à V d'une autre fonction arbitraire $\mathfrak{F}$.

Les équations (11) donnent ensuite

$$(15) \quad -4\pi\Omega^2 g\varrho = \frac{\delta}{\delta z} (\mathfrak{F}(V, z) + Z),$$

et les équations (10),

$$(16) \quad 4\pi\Omega^2 p = \mathfrak{F}(V, z) + Z;$$

Z est une fonction arbitraire de z seul qu'on peut regarder comme comprise dans $\mathfrak{F}$.

On en tirera ensuite facilement la distribution de $\mathbf{A}$ dans l'espace.

Dans l'état d'équilibre mécanique de l'air isolant électrisé, les distributions de la pression, de la densité gazeuse et de la densité électrique, sont déterminées en termes finis par une fonction arbitraire $\mathfrak{F}(V, z)$. Pour obtenir la distribution du potentiel électrostatique, il resterait à intégrer l'équation (14)

$$\Delta V = \frac{\delta}{\delta V} \mathfrak{F}(V, z).$$

Ce sont les conditions aux frontières, qui détermineront la fonction $\mathfrak{F}$.

7. Dans le cas particulier où on néglige la pesanteur, $g = 0$, les conditions d'équilibre se réduisent à

$$(16') \quad 4\pi\Omega^2 p = \mathfrak{F}(V)$$

$$(14') (15') \quad e\varrho = -\frac{\delta p}{\delta V} = -\frac{1}{4\pi\Omega^2} \frac{\delta \mathfrak{F}}{\delta V} = -\frac{\Delta V}{4\pi\Omega^2}.$$

A l'état d'équilibre, dans l'air non pesant, la pression p et la densité électrique $e\rho$ ne dépendent que du potentiel.

Les surfaces de niveau électrique V sont aussi des surfaces d'égale pression p et d'égale densité électrique $e\rho$.

Partout où la densité électrique est nulle, $\mathfrak{F}$ est constant, et p aussi.

Des discontinuités de la fonction arbitraire $\mathfrak{F}$ ne sont pas exclues. Traitons les comme limites de variations extrêmement rapides de $\mathfrak{F}$ et par conséquent de p pour des valeurs de V très voisines. Appelons σ la densité superficielle sur la surface de niveau V ; à la limite, sans discontinuité de V , nous aurons

$$(17) \quad \sigma = \frac{1}{4\pi\Omega^2} \left[\left(\frac{\delta V}{\delta n} \right)_1 - \left(\frac{\delta V}{\delta n} \right)_2 \right]$$

en prenant la direction de la normale du côté (1) vers le côté (2), avec

$$p_2 - p_1 = - \int_1^2 (e\rho) dV = \frac{1}{4\pi\Omega^2} \int_1^2 \frac{\delta^2 V}{\delta n^2} \frac{\delta V}{\delta n} dn$$

si l'épaisseur de la couche électrisée est négligeable par rapport aux rayons de courbure. On tire de là

$$(18) \quad \begin{aligned} p_2 - p_1 &= \frac{1}{8\pi\Omega^2} \left[\overline{\left(\frac{\delta V}{\delta n} \right)_2^2} - \overline{\left(\frac{\delta V}{\delta n} \right)_1^2} \right] \\ &= - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\delta V}{\delta n} \right)_2 + \left(\frac{\delta V}{\delta n} \right)_1 \right] \sigma \end{aligned}$$

d'accord avec les règles ordinaires de l'électrostatique.

Enonçons les conséquences:

Lorsque le milieu isolant est un fluide, si la charge est distribuée entre deux surfaces très voisines, et peut être assimilée à une distribution superficielle, la pression p a la valeur uniforme p_1 dans tout le domaine intérieur, où la densité électrique est nulle, et, pour la même raison, la valeur uniforme p_2 à l'extérieur.

La différence des carrés des forces électriques extérieure et intérieure $\left(\frac{\delta V}{\delta n_2}\right)^2 - \left(\frac{\delta V}{\delta n_1}\right)^2$ est donc constante.

Enfin le potentiel V doit satisfaire à l'équation de Laplace

$$\Delta V = 0$$

dans tout l'espace, sans discontinuité du potentiel V , mais avec une discontinuité de la dérivée normale satisfaisant à l'équation (18).

9. Donnons nous la forme de la surface chargée.

A chaque distribution de potentiel le long de cette surface, l'équation de Laplace fera correspondre une distribution externe et une distribution interne de V complètement déterminées, qu'on pourra formuler à l'aide des fonctions de Green interne et externe de la surface.

Les carrés des dérivées normales n'auront généralement pas une différence constante.

L'équilibre ne sera donc possible, la forme de la surface étant donnée, que pour une distribution particulière du potentiel sur la surface donnée — (peut être plusieurs distributions tout à fait différentes les unes des autres pour les surfaces compliquées à plusieurs nappes).

Cette distribution est commandée par la condition (18); elle ne correspond généralement pas à l'uniformité du potentiel sur la surface; la distribution des densités superficielles est donc tout à fait différente de la distribution qui serait en équilibre conducteur sur la même surface.

(10). On peut former facilement l'équation intégrale qui définit la distribution superficielle (simple couche) σ .

Soit P le point de la surface S où l'on cherche la densité σ_P , et M un point quelconque de la surface. Soit r la distance MP , et ω_P l'angle entre r et la normale au point P vers l'extérieur (de 1 vers 2).

On sait que l'on a, en P ,

$$V = \Omega^2 \int \sigma_M \frac{dS_M}{r}$$

et

$$\left(\frac{\partial V_e}{\partial n} \right)_P = -2\pi\Omega^2\sigma_P - \Omega^2 \int \sigma_M \frac{\cos \omega_P}{r^2} dS_M$$

$$\left(\frac{\partial V_i}{\partial n} \right)_P = +2\pi\Omega^2\sigma_P - \Omega^2 \int \sigma_M \frac{\cos \omega_P}{r^2} dS_M$$

Ajoutons, et tenons compte des conditions (17) et (18), il vient

$$(I) \quad \Omega^2 \int \sigma_M \frac{\cos \omega_P}{r^2} dS_M = \frac{p_2 - p_1}{\sigma_P}.$$

Telle est l'équation intégrale, d'un type non encore étudié par les mathématiciens, qui définit la distribution en équilibre sur une surface donnée dans un fluide isolant non pesant.

Comme cette équation, bien que non homogène, n'a pas de terme tout connu, il est à présumer qu'elle ne possède qu'un nombre limité de solutions, probablement une seule.

11. Passons à l'examen de cas particuliers.

Supposons qu'il y ait dans l'air une surface *plane horizontale*, portant la charge uniforme σ par centimètre carré, — et raisonnons comme si la pesanteur était négligeable.

Soit E_0 la force verticale *vers le bas*, dans la partie inférieure de l'atmosphère, (ordinairement positive), et E_1 dans la partie supérieure.

Soient de même, au niveau de la couche électrisée p_0 et p_1 les pressions.

Les conditions d'équilibre sont

$$(17) \quad \sigma = \frac{1}{4\pi\Omega^2} (E_1 - E_0)$$

$$(18) \quad p_1 - p_0 = \frac{1}{8\pi\Omega^2} [(E_1)^2 - (E_0)^2]$$

$$= \sigma \frac{E_1 + E_0}{2}$$

Suivant que $|E_1|$ est plus grande ou plus petite que $|E_0|$ la pression au dessus de la couche est plus forte ou moindre que au dessous.

Notons cette possibilité d'un saut brusque de pression *positif en montant*, de part et d'autre d'une couche électrique, *quel que soit son signe*, lorsque la valeur absolue du champ électrique (positif ou négatif) est plus grande au dessus de la couche que dessous.

Stabilité. Produisons dans la couche plane une boursouffure locale; la charge électrique étant entraînée avec l'air, la valeur absolue de la densité électrique σ' sur la boursouffure, dont la surface est plus grande que sa base, est plus petite que σ . Supposons que le champ moyen $\frac{1}{2}(E_1 + E_0)$ se conserve.

La pression du gaz se conserve, car elle est commandée par toute la masse de gaz neutre à laquelle elle se rapporte.

L'excès $p_1 - p_0$ est donc plus grand que $\sigma' \frac{E_1 + E_0}{2}$, qu'exigerait l'équilibre de la boursouffure.

Si la boursouffure est dirigée vers la pression la plus élevée, l'excès de pression s'oppose à l'accroissement de la boursouffure. La forme plane est stable.

Mais si la boursouffure est dirigée vers la pression la plus basse, l'excès de pression augmentera la boursouffure; la forme plane sera instable.

Dans les circonstances particulièrement simplifiées de cet exemple, il y aura instabilité vers le bas (amorce de trombe?) si le champ électrique au dessus de la couche électrisée, a une valeur absolue (vers le bas ou vers le haut) plus grande que le champ, compris entre la terre et la couche électrisée; et *vice versa*.

12. Examinons un autre cas, encore plus particulier, celui où la surface électrisée est sphérique, et négligeons encore la pesanteur. La distribution d'électricité est alors uniforme; c'est par exception une distribution à potentiel

constant; la force électrique est nulle à l'intérieur (1) de la sphère, et la pression p_1 y est constante.

La pression extérieure p_2 est plus grande, et l'on a, suivant la règle électrostatique ordinaire

$$p_2 - p_1 = 2\pi\Omega^2\sigma^2$$

Il est possible d'étudier de près l'effet des très petites déformations de la sphère.

Soit R le rayon de la sphère en équilibre, σ la densité électrique. On a alors, à l'extérieur

$$V_2 = \Omega^2 \frac{4\pi R^2 \sigma}{r}.$$

et à l'intérieur

$$V_1 = \Omega^2 4\pi R \sigma.$$

$$\left(\frac{\delta V_2}{\delta r}\right) = -4\pi\Omega^2\sigma, \quad \frac{\delta V_1}{\delta r} = 0.$$

Déformons un peu la sphère. La nouvelle surface sera définie par

$$r = R[1 - \varepsilon f(\theta, \alpha)] = R[1 - \Sigma \varepsilon_n S_n(\theta, \alpha)],$$

en désignant par θ et α l'angle polaire et l'angle azimutal du rayon vecteur r par rapport à une direction polaire, et un plan méridien initial arbitrairement choisis; ε , et les ε_n sont des coefficients très petits. Les S_n sont les polynômes sphériques classiques P_n ou $T_n^k \cos k\alpha, \dots$.

Supposons, pour prendre un problème simple, qu'il s'agisse d'une déformation purement radiale. La normale nouvelle a pour cosinus par rapport au méridien, au parallèle et au rayon vecteur de l'équilibre

$$+ \frac{\varepsilon R \delta f}{r \delta \theta} \cdot \lambda, \quad + \frac{\varepsilon R \delta f}{r \sin \theta \delta \alpha} \cdot \lambda, \quad + \lambda$$

avec

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\varepsilon R \delta f}{r \delta \theta}\right)^2 + \left(\frac{\varepsilon R}{r \sin \theta} \frac{\delta f}{\delta \alpha}\right)^2}}$$

En négligeant les termes du second ordre en ε , il reste $\lambda = 1$, et pour l'aire du nouvel élément de surface

$$dS' = r^2 \sin \theta \, d\theta \, d\alpha = R^2 \sin \theta \, d\theta \, d\alpha (1 - 2\varepsilon f)$$

et, vu le caractère rigoureusement isolant de l'air,

$$\sigma dS = \sigma' dS'$$

d'où

$$\sigma' = \sigma (1 + 2\varepsilon f) = \sigma (1 + 2 \sum \varepsilon_n S_n)$$

Il faut former les potentiels interne et externe qui correspondent à cette distribution. La continuité du potentiel à travers la nouvelle surface conduit à prendre

$$V_2 = 4\pi\Omega^2 R^2 \sigma \left[\frac{1}{r} + \sum \eta_n \frac{S_n}{r^{n+1}} \right]$$

avec

$$V_1 = 4\pi\Omega^2 R^2 \sigma \left[\frac{1}{R} + \sum \frac{\eta_n + R^n \varepsilon_n}{R^{2n+1}} r^n S_n \right]$$

et la détermination des η_n en ε_n s'obtient en écrivant (au 1er ordre) l'équation classique entre la nouvelle densité σ' et les dérivées normales des V , le long de la nouvelle surface:

$$\left(\frac{\partial V_2}{\partial \nu} \right)_{s'} = -4\pi\Omega^2 R^2 \sigma \left[\frac{1}{R^2} + \sum \frac{(n+1) \eta_n + 2 \varepsilon_n R^n}{R^{n+2}} S_n \right]$$

$$\left(\frac{\partial V_1}{\partial \nu} \right)_{s'} = 4\pi\Omega^2 R^2 \sigma \sum n \frac{\eta_n + \varepsilon_n R^n}{R^{n+2}} S_n$$

D'où l'équation de condition

$$+ 2\varepsilon_n = (2n+1) \frac{\eta_n}{R^n} + (n+2) \varepsilon_n$$

et finalement

$$\eta_n = \frac{-n}{2n+1} R^n \varepsilon_n .$$

Pour que cette distribution σ' soit en équilibre sur cette surface, il faudrait que le saut de pression en passant de

l'intérieur à l'extérieur, fût donné par (18)

$$p'_2 - p'_1 = 2\pi\Omega^2\sigma^2 \left[1 - \Sigma \frac{2n^2 - 6n - 4}{2n + 1} \varepsilon_n S_n \right]$$

ce qui est impossible.

En effet, aussi bien dans l'espace extérieur, que dans l'intérieur de la sphère déformée, qui sont neutres, la pression est nécessairement uniforme; le saut de pression réel est donc constant en tous les points de la sphère déformée.

Il reste ainsi un excès de force mécanique disponible (positive vers le centre)

$$(p_2 - p_1) - (p'_2 - p'_1) = 4\pi^2\Omega^2\sigma^2 \Sigma \frac{n^2 - 3n - 2}{2n + 1} \varepsilon_n S_n$$

Dans cette formule, n est un entier quelconque. Pour $n = 0, 1, 2, 3$; le numérateur est négatif, $-2, -4, -4, -2$; pour n égal ou supérieur à 4, le numérateur devient et reste positif, $+2, +8, +16$, etc. En conséquence, aux points où $\varepsilon_2 S_2$ par exemple est négatif, c.-à-d., où il y a un gonflement de la surface, la force disponible est positive, dirigée vers le centre, c.-à-d., opposée à la déformation, et ramène à la forme sphérique; il en est ainsi pour $n = 0, 1, 2, 3$. La sphère est stable en ce qui concerne les déformations de rangs 0, 1, 2, et 3, dilatation isotrope, translation d'ensemble, déformations ellipsoïdales ou triédriques.

Pour les déformations plus complexes de rangs 4, 5, ... ∞ , un gonflement provoque une pression disponible centrifuge, c.-à-d. augmentant la déformation. Donc pour toutes ces déformations, la forme sphérique est instable.

Toute déformation très localisée se compose d'une petite partie ($n = 0, 1, 2$, et 3) qui reviendra à la forme sphérique, et d'une partie beaucoup plus importante ($n = 4, \dots$) qui croît indéfiniment, quelque petite que soit la déformation locale, vers l'extérieur ou vers l'intérieur. L'instabilité est la règle.

13. Arrêtons ici cette note déjà longue. D'autres exemples très différents, confirment ce résultat particulier.

Je crois donc que l'énoncé qui suit, n'est pas trop aventureux :

Une distribution électrique, dans l'air parfaitement isolant, peut être en équilibre sous l'action combinée des forces électriques, des pressions, et de la pesanteur. Mais cet équilibre ne peut être stable que très exceptionnellement (je pense « jamais », mais je n'en ai pas encore la démonstration générale). Les modifications très localisées seront instables, d'autant plus qu'elles sont plus étroites.

Il semble probable qu'il en résultera souvent des jets d'air électrisé, assez rapides pour exercer une action électromagnétique (parasites en TSF).

Les distributions électriques dans l'air apparaissent ainsi comme un puissant agent de naissance des mouvements turbulents dans l'atmosphère. A ce titre elles peuvent jouer un rôle important, quoique indirect, dans la météorologie dynamique.

MR. RUTHERFORD: The conclusions of Prof. Brillouin seem to me of much interest and importance in showing the instability of any arrangement of electric charge in the atmosphere. However, in many cases, the changes of charge must occupy considerable periods of time while it is believed that the electrical « strays » in wireless are in many cases of very short duration and probably due in many cases to electrical discharges as in thunderstorms. In a sense such discharges are a consequence of the electric instability and the effects produced are occasional and due to frequent changes in the electric charge in the atmosphere.

Un telegrafo elettrico prima della scoperta della pila di Volta

E. Alcobè - Barcellona

La nota che ho l'onore di presentare a questo illustre Congresso di Fisici, non ha certamente trascendenza scientifica d'attualità. Il suo unico scopo è quello di rivendicare ad un eminente medico spagnolo, nato in Catalogna, il Dott. Francesco Salvà, — illustre membro della Reale Accademia di Scienze ed Arti di Barcellona, che ho l'onore di rappresentare — la prima idea di applicare l'energia elettrica alla telecomunicazione. E non l'idea solamente, ma bensì la costruzione e prova del *primo telegrafo elettrico*, anche quando detto apparecchio non fosse stato che un modello dimostrativo, proprio per le indagini sperimentali di un laboratorio.

Tutti i dati e le citazioni, a cui in seguito accennerò, sono tolti dalle Memorie archiviate nella Reale Accademia che rappresento; ed a detti archivi rimando coloro che desiderassero comprovarne l'autenticità.

Le prime esperienze del Dott. Salvà furono fatte in principio dell'ultima decade del secolo XVIII, ovvero, alcuni anni prima che l'insigne Volta propalasse al mondo scientifico la scoperta della sua *pila*. Di modo che, conformemente a ciò che successivamente si vedrà, Salvà non ebbe mai notizia nè nozione del concetto di corrente elettrica. La unica modalità che dell'energia elettrica conobbe Salvà, è quella usualmente chiamata *elettrostatica*. Perciò il primo appa-

recchio ideato e costruito da Salvà, che qui immediatamente e succintamente si descrive, ben si potrebbe chiamare *telegrafo elettrostatico*.

* * *

Conosciuti da Salvà gli esperimenti realizzati in Inghilterra da Watson e Brewis, verso la metà del secolo XVIII, relativi alla immensurabile velocità colla quale la scarica di una bottiglia di Leyda si propaga lungo l'eccitatore, per quanto grande sia la lunghezza di questo; ed essendo preoccupazione delle nazioni, verso il finire del medesimo secolo, la rapida telecomunicazione, mediante apparecchi puramente ottici, il nostro medico ideò la possibilità di sostituire i segnali ottici, con segnalazioni elettriche trasmesse da lunghi conduttori (fili metallici) isolati ⁽¹⁾. Ingegnosa, sebbene per nulla pratica, è la sua prima idea: tanti fili metallici quante le lettere da trasmettere; e mediante questi conduttori, un certo gruppo d'uomini sentirebbero a distanza la scarica in diverse parti del corpo, pronunziando la lettera corrispondente, secondo preventivo accordo.

Quest'idea di difficile realizzazione, fu presto sostituita dall'osservazione di scintille corrispondenti alla scarica; e

(1) Si legge nella *Gaceta de Madrid* del 25 novembre 1796, quanto segue: « Il Principe della Paz, sapendo che D. F. Salvà aveva letto nell'Accademia di Scienze una Memoria sull'applicazione dell'elettricità alla telegrafia, presentando al medesimo tempo un telegrafo elettrico di sua invenzione, volle esaminarlo; e ammirato della sveltezza e facilità colle quali funzionava, lo mostrò al Re e alla Corte, facendolo funzionare egli stesso. Dopo di questo esperimento, l'Infante Don Antonio trattò di fare altro telegrafo più completo, e se ne occupò, in unione col Salvà, calcolando la forza di elettricità necessaria per servirsi del medesimo a diverse distanze. Altre esperienze utili ebbero luogo posteriormente; di ciò parleremo più avanti ».

Nel trattato di Telegrafia elettrica di Garcés de Marcilla, pubblicato nel 1851, si legge che dette esperienze erano quelle alle quali si riferiva il Magazi di Viogt alcuni anni più tardi.

Ciò che è indubitabile si è che i primi esperimenti del Salvà rimontano all'anno 1790.

così il Salvà costrusse ed esperimentò coll'apparecchio che succintamente descrive in una memoria presentata alla Reale Accademia, il 16 dicembre 1795.

Dice testualmente così:

«Basta che V. E. veda le esperienze, che si fanno col piccolo telegrafo che ho appena finito di montare, per dimostrare la possibilità di *parlare per mezzo dell'elettricità*. Ho rivestito diciassette paia di fili metallici con nastri di carta comune. Ho raggruppati diciassette di questi fili in un fascio, o in forma di corda. Le estremità di questi passano o terminano in fenditure aperte in due tavole: la stessa cosa si è fatta con gli altri diciassette fili rimanenti. Queste quattro tavole sono collocate in modo che le estremità dei fili si corrispondano reciprocamente e siano di fronte. Alle estremità vi è un bottoncino rotondo, onde la materia elettrica faccia rumore al passare da un bottone all'altro; e per maggiore precauzione ho munito di nastri di stagno dei lunghi vetri, larghi tre pollici, le cui punte si corrispondono, e con esse si vede chiaramente il passaggio della scintilla o scarica elettrica. A ciascuna di queste paia di nastri attribuisco il nome di una lettera, e così so quale si vuole segnare, quando passa il fluido elettrico tra i piccoli nastri metallici. Unendo queste lettere ho il termine o le parole che voglio proferire. Le altre estremità o capi dei fili metallici si corrispondono quasi nel medesimo modo di quelle che terminano nei nastri, come si è detto, solamente che non vi è nastro metallico. Disposte le cose in questo modo, quando voglio segnalare la lettera A, prendo la bottiglia di Leyda carica di elettricità, applico la sua superficie esterna al bottone del filo destinato a questa lettera, e la bacchettina metallica che sale dalla superficie interna all'altro filo che le corrisponde: all'istante, colui che osserva i nastri metallici, posti nel vetro, ode rumore e vede passare la scintilla elettrica precisamente tra quelli destinati alla lettera A, e così si sa quale lettera ho voluto indicare.

La stessa cosa faccio colle altre lettere che occorrono per formare i termini che voglio proferire ».

« Allo scopo di non perdere tempo nel caricare e scaricare bottiglie, ne carico quattro contemporaneamente. Prendo una delle medesime e segnalo la lettera nel modo indicato. La macchina elettrica continua a girare; poscia colla medesima bottiglia tocco il conduttore, e siccome il fluido elettrico si propaga repentinamente, ciò solo basta perchè possa segnalare altra lettera fino a sei volte di seguito. Ciascuna delle suddette quattro bottiglie ha 200 pollici di superficie rivestita di lamina di stagno, e cioè cento nella parte esterna ed altri cento in quella interna. In tempo propizio per l'elettricità, una sola di queste bottiglie si carica sufficientemente d'elettricità con quattro giri della mia macchina per comunicare o segnalare la lettera alla distanza di sette canne e mezza, (circa 12 metri) che è il limite al quale si estende il mio piccolo telegrafo.

..... non è difficile calcolare la superficie che dovrà avere la batteria per trasmettere l'elettricità a cento leghe di distanza ed il tempo che occorrerà per caricarla ».

.....
In altra parte della medesima comunicazione alla Accademia, il Salvà menziona già un processo applicabile alla oggi chiamata telegrafia sottomarina, esprimendosi come segue:

« Per una isola posta a 40 o 50 leghe dal continente sono inutili i telegrafi ottici; però non è così di quelli elettrici i quali in nessuna parte possono meglio stabilirsi. Non è impossibile costruire o rivestire i cavi dei 24 fili in modo da isolarli dall'umidità dell'acqua. Lasciandoli calare molto a fondo nel mare, trovano già preparato il loro letto, e sarebbe un caso molto raro che qualcuno arrivasse a trovarli ed a danneggiarli; conseguentemente conducendo i capi fino ai paraggi od alle case nelle quali si impiantano le macchine elettriche ed i rispettivi loro istrumenti, si potranno comunicare tutte le notizie nel medesimo modo e con maggiore celerità di ciò che si fa per via di terra coi soliti telegrafi ».

Ma ancora non basta. Perfino la stessa telegrafia senza fili viene prevista dal Salvà quando si esprime in questo modo:

« Non sarà necessario cavo alcuno per fare correre per mare un avviso su cosa concordata. I fisici elettrici potranno disporre in Mallorca di una superficie o quadro grande, carico di elettricità, ed altro in Alicante privo di essa, con un filo che dalla riva del mare arrivi vicino a tale superficie. Altro filo metallico che dalla riva del mare di Mallorca si prolunghi e faccia toccare il quadro, che si suppone colà carico di elettricità, potrà completare la comunicazione fra le due superfici; e correndo il fluido elettrico pel mare, che è un eccellente conduttore, dalla superficie positiva alla negativa, darà col suo scoppio l'avviso che si richiede ».

È ovvio il dire, che quanto sopra è citato, se si fa riferimento alle cognizioni di oggidì, è un assurdo; ma è pure innegabile che tenendo presente le cognizioni dell'epoca, e prescindendo dalla natura del mezzo trasmettitore, si intravede per la prima volta la possibilità di una telecomunicazione elettrica senza fili di linea.

* * *

Il Salvà fu più fisiologo che fisico; però siccome aveva gran predilezione per le cognizioni che coll'elettricità hanno relazione, non deve meravigliare se, quando ebbe sentore dei famosi esperimenti del Galvani con la rana, non solo si desse premura di ripeterli, ma altresì orientasse le sue indagini per apportare nuovi dati in appoggio alle idee sostenute dal medico di Bologna; infatti, in varie comunicazioni presentate alle Reali Accademie di Scienze e di Medicina di Barcellona, descrive alcuni nuovi esperimenti effettuati col batracio; alcuni di essi del tutto originali e che colui al quale interessino potrà vedere descritti in una memoria intitolata « Sobre el Galvanismo », presentata alla Reale Accademia di Scienze il 19 febbraio del 1800.

In essa si dimostra contrario alle teorie di Volta, e partigiano deciso del così detto *galvanismo*, la cui natura reputa distinta dall'elettricità, quantunque non tralasci di riconoscere le loro intime relazioni.

Però il Salvà sempre preoccupato dalla sua anteriore idea di cercare pratica realizzazione alla telecomunicazione elettrica, in altra memoria « La applicazione del Galvanismo alla telegrafia » presentata alla suddetta Reale Istituzione il 14 marzo del medesimo anno, tratta brevemente il problema, applicando al medesimo gli esperimenti del Galvani e quelli suoi proprii già citati. Non si tratta già di telegrafo elettrostatico, ma bensì di altro metodo di comunicazione, che usando il suo modo di interpretare i corrispondenti fenomeni, potrebbe chiamarsi *telegrafo galvanico*. Del modo col quale il nostro medico catalano realizzi i corrispondenti esperimenti, dà chiara idea la seguente esposizione:

« Per prima cosa feci stendere tre e successivamente quattro libbre di filo metallico, o più di 200 canne catalane ⁽¹⁾ pei terrazzi e giardini della mia casa, e con le estremità del medesimo, attaccate a degli isolatori di vetro verniciati con ceralacca, toccai le piccole lastre sulle quali stavano stese la zampa e la coscia della rana e istantaneamente si eccitarono le convulsioni. Ripetei l'esperimento distinti giorni ed in ore diverse, e, per maggiore precauzione, il domestico toccava con una estremità la lastrina della coscia ed io quella del nervo con i fili metallici isolati; e sempre si agitarono le rane al medesimo istante del contatto indicato, arrivandosi a verificar ciò dopo due ore dalla loro morte e scorticatura, quantunque non fossero state galvanizzate ».

« Feci rivestire di carta le 200 canne di fili metallici, nel medesimo modo che li rivesto pel telegrafo elettrico e successivamente li stesi pei terrazzi come già erano stati prima, facendo scendere le estremità o capi alla seconda camera per fare le prove con comodità; e vidi che separando i fili le rane rimanevano immobili; ma unite dette estremità, queste entravano in convulsioni ».

« Quindi il galvanismo può estendersi a molta distanza, e dopo di avere già provato che arriva a 200 canne istantaneamente, e senza che ne diminuisca la forza, può darsi che

(1) 36 canne catalane equivalgono a circa 60 metri.

altri trovino che si estenda a molte leghe, come provarono gli inglesi col colpo elettrico della bottiglia di Leyda. »

« Vediamo ora se lo si potrà estendere precisamente da coloro che lo abbisognano per l'applicazione alla telegrafia, ciò che costituisce appunto la seconda parte che debbo esaminare ».

« La virtù galvanica non passa da uno ad altro filo rivestito di carta, di modo che sebbene coll'estremità di uno si tocchi la lastrina del nervo, e con quella di un altro, attortigliato col precedente, quella della coscia della rana, non si ottiene convulsione alcuna, e così neppure si scarica con essi la bottiglia di Leyda. Allora, col medesimo artificio col quale montai il telegrafo elettrico, se ne può fare un altro galvanico ».

« Qui indicherò solamente i vantaggi che questo apporterebbe a quello se si riscontrasse che il fluido galvanico corresse le leghe come l'elettricità ».

« il telegrafo galvanico è molto più semplice e le sue segnalazioni sono più sensibili che in quello elettrico. Entrambi richiedono la medesima disposizione dei fili metallici, ma l'elettrico richiede macchine elettriche ben montate, bottiglie di Leyda di un formato enorme, molto tempo per caricarle, specialmente se il tempo non è molto propizio, senza poter tacere che alle volte questo è tanto cattivo che la carica riesce impossibile, nel qual caso è tanto inutile ed inservibile il telegrafo elettrico quanto quello ottico in tempo di nebbia. Al contrario, il galvanico può usarsi in tutti i tempi ed in tutte le ore, perchè le rane ben preparate sono sempre atte ad essere galvanizzate. Nei giorni umidi, pioviginosi o con nebbia, ho visto verificarsi il galvanismo con ugual forza che in quelli freddi e secchi, i più opportuni per l'elettricità. Le rane sono animali di poco prezzo, che si mantengono vive in pentole più di due mesi, di modo che, anche quando si dovessero cambiare ogni due ore, la spesa sarebbe nulla ed il lavoro di poco conto ».

« Il lavoro che fanno gli scienziati per ridurre le segna-

zioni del telegrafo ottico, è nell'interesse degli elettrici e dei galvanici perchè serve per diminuire il numero dei fili necessari in questi ».

« Senza dubbio i lavori stenografici e *pasigrafici* contribuiranno molto al risparmio dei segnali, ed in questo modo coloro che si dedicano a vari rami della letteratura si prestano aiuto reciproco pei progressi delle loro rispettive imprese. »

Non si può negare che il Salvà intravide qualcosa che si assomiglia ai due unici segnali dell'usuale sistema di Morse. Comunque, le idee esposte e gli esperimenti realizzati in Barcellona dal Dott. Francesco Salvà, lo indicano come il *vero inventore della telegrafia elettrica*, con sistemi molto anteriori agli *elettromagnetici* posteriormente in uso.

* * *

Quando nel 1800 il Salvà ebbe sentore della pila inventata dal Volta, immediatamente escogitò il modo di applicare l'importante scoperta del fisico di Pavia, alla sua costante preoccupazione, ignorando sempre il concetto di corrente elettrica, secondo si deduce dalle seguenti parole tolte da una comunicazione fatta alla nostra Reale Accademia nel febbraio del 1804.

« La distanza alla quale si estendeva la forza del galvanismo per mezzo del semplice contatto metallico, o finale della catena, fu il punto del quale dovetti occuparmi nella mia memoria del 1800, e lo provai con alcune esperienze le quali forse sono le uniche che si sono fatte relativamente a questo punto. Allora io ignoravo l'istrumento scoperto e inventato dal celebre Volta, chiamato *colonna* del suo nome e da altri chiamata *colonna galvanica* ».

« Nel telegrafo elettrico vi era l'inconveniente di dover stare lungo tempo caricando le batterie elettriche per ogni segnalazione telegrafica. Sostituendo ad esse la colonna voltaica, non occorrerebbe che avvicinare i fili metallici alla parte superiore ed inferiore di questa, perchè all'altra estremità le rane entrassero rispettivamente in convulsione e

dessero la segnalazione telegrafica. Siccome pel mio intento nulla serve il conoscere la causa delle scosse che dà detta colonna, e la causa della sua permanenza, e, per altra parte, questa sola discussione riempirebbe una memoria, non mi soffermerò in nessuna di queste cose. Seguito a riferire il risultato dei lavori scientifici in favore della telegrafia galvanica ».

« Debbo avvertire, che gli esperimenti galvanici esigono conduttori più puliti di quelli elettrici, di modo che pel telegrafo galvanico sarebbe necessaria speciale cura per evitare la muffa o la ossidazione dei conduttori. Voglio dire che i fili capaci di trasmettere la scossa elettrica di una piccola bottiglia di Leyda non possono comunicare alle rane più sensibili la forte scossa della colonna di Volta, fatta con cento paia di dischi metallici, come ho visto varie volte colle 400 *varas* (la vara è metri 0,836 circa) di filo metallico che mi servirono nel 1800 per gli esperimenti ».

A partire da questa epoca, la delicata salute del Salvà gli impedì di proseguire i suoi esperimenti. Morì il 13 febbraio del 1828, all'età di 76 anni.

INDICE DEL PRIMO VOLUME

INTRODUZIONE - G. D. N.	pag.	v
---------------------------------	------	---

Capitolo I: INAUGURAZIONE DEL CONGRESSO.

Parole pronunciate dall' On. C. BARAGIOLA	»	3
Parole pronunciate dal Prof. Q. MAJORANA	»	5
Parole pronunciate dal Prof. G. C. VALLAURI	»	9
Commemorazione di Alessandro Volta - A. GARBASSO	»	11
Discorso del Prof. A. E. KENNELLY	»	23
Discorso del Prof. P. JANET	»	31
Discorso del Prof. M. v. LAUE	»	39
Discorso del Prof. Sir E. RUTHERFORD	»	45
Parole pronunciate da S. E. l' On. A. MARTELLI	»	49

Capitolo II: ESPERIENZE SULLA STRUTTURA DELLA MATERIA.

Structure of radioactive atoms and the origin of the α rays - E. RUTHERFORD	pag.	55
Bandenspektrum und chemische Bindung - J. FRANCK	»	65
Recent Work with the Mass-spectrograph - F. W. ASTON	»	73
Das magnetische Verhalten von Gasen und Dämpfen - W. GERLACH	»	77
Les propriétés magnétiques des familles du Palladium et du Platine et la théorie du paramagnétisme - B. CABRERA	»	95
Versuche an Molekularstrahlen - O. STERN	»	117
On the magnetic moments of ions of the transitional group of elements - D. M. BOSE	»	119
Sur l'absorption, par la matière, des rayons de courte lon- gueur d'onde - M. DE BROGLIE	»	127
Electric discharges in gases at low pressures - I. LANGMUIR	»	129

On the interaction between radiation and electrons - A. H. COMPTON	pag. 161
The diffraction of short electromagnetic waves by a crystal - W. L. BRAGG	" 171
Über den Aufbau der Realkristalle - A. SMEKAL	" 181
Sur l'absorption de la gravitation - Q. MAJORANA	" 209

Capitolo III: L'ELETTRICITÀ E LE SUE APPLICAZIONI.

Normal Attenuation in Electrical Conducting Networks - A. E. KENNELLY	" 215
Kettenleiter und Wellensiebe - K. W. WAGNER	" 245
Nouveau Système de téléphonie optique par la lumière visible ou ultraviolette - Q. MAJORANA	" 287
The Physical and Biological Effects of High-frequency Sound-waves of Great Intensity - R. W. WOOD	" 291
L'utilisation rationnelle de l'eau froide du fond des Océans - P. BOUCHEROT	" 311
Sur la production de champs magnétiques permanents à la fois intenses et étendus - A. COTTON	" 341
Sur les tentatives infructueuses faites par un grand nombre d'inventeurs pour réaliser une machine à courant continu sans collecteur - P. JANET	" 355
Experimental relations between motion and electricity - R. C. TOLMAN	" 359
Questions d'électricité atmosphérique - MARCEL BRILLOUIN	" 371
Un telegrafo elettrico prima della scoperta della pila di Volta - E. ALCOBÈ	" 387

CASA EDITRICE N. ZANICHELLI - BOLOGNA

MAGGI GIAN ANTONIO - *Dinamica fisica*. Lezioni sulle leggi generali del movimento dei corpi naturali. Terza edizione.

— *Elementi di statica e teoria dei vettori applicati*, con una introduzione sul calcolo vettoriale.

— *Geometria del movimento*. Lezioni di Cinematica con un'appendice sulla Geometria della massa. Terza edizione riveduta e ritoccata.

PASINI CLAUDIO - *Trattato di Topografia*. Quinta edizione.

— *Metodo dei minimi quadrati*. Appendice al trattato di Topografia.

PINCHERLE SALVATORE - *Lezioni di algebra complementare dettate nella R. Università di Bologna e redatte per uso degli studenti*.

Volume primo - *Analisi algebrica*.

Volume secondo - *Teoria delle equazioni*.

— *Lezioni di calcolo infinitesimale*. Due volumi.

— *Gli elementi della teoria delle funzioni analitiche* - Parte prima.

PINCHERLE SALVATORE e U. AMALDI - *Le operazioni distributive e le loro applicazioni alla analisi*.

PORRO FRANCESCO - *Trattato di astronomia* - Volume primo.

QUESTIONI RIGUARDANTI LE MATEMATICHE ELEMENTARI, raccolte e coordinate da FEDERIGO ENRIQUES.

Parte prima - *Critica dei principi*. Due volumi.

Parte seconda - *I problemi classici della geometria e le equazioni algebriche*.

Parte Terza - *Numeri primi e Analisi indeterminata*. *Massimi e minimi*.

ROUSE BALL W. W. - *Compendio di storia delle matematiche*. Versione dall'inglese con aggiunte e modificazioni dei dottori DIONISIO GAMBIOLI e GIULIO PULITI, riveduta, corretta e accresciuta da GINO LORIA.

Volume primo - *Le matematiche dall'antichità al rinascimento*.

Volume secondo - *Le matematiche moderne sino ad oggi*.

SEGRÈ ANGELO - *Metrologia e circolazione monetaria degli antichi*.

SEVERI FRANCESCO - *Trattato di geometria algebrica*. Volume I - Parte I: *Geometria delle serie lineari*.

SCHIAPARELLI GIOVANNI - *Scritti sulla storia della astronomia antica*.

Parte prima - *Scritti editi*. Tomo primo e secondo.

Parte seconda - *Scritti inediti*. Tomo terzo.

TONELLI LEONIDA - *Fondamenti di calcolo delle variazioni*. Due volumi.

TORRICELLI EVANGELISTA - *Opere editate in occasione del III centenario della nascita, col concorso del Comune di Faenza, da Gino Loria e Giuseppe Vassura*. Geometria - Lezioni accademiche - Meccanica - Scritti vari - Raccolta d'alcuni problemi - Carteggio scientifico. 4 volumi.

La Casa ha avuta affidata la pubblicazione degli Atti del Congresso Internazionale dei Matematici che sarà tenuto a Bologna nel settembre 1928.

Chiedere Catalogo alla Casa Editrice N. Zanichelli - Bologna

BIBLIOTECA DI OPERE SCIENTIFICHE

- AGOSTINI A. e BORTOLOTTI E. - *Esercizi di Geometria analitica*.
Tre volumi.
- BELARDINELLI GIUSEPPE - *Esercizi di algebra complementare*, con
oltre 6700 questioni risolte e proposte.
- BERTINI EUGENIO - *Complementi di Geometria proiettiva*.
- BIANCHI LUIGI - *Lezioni di Geometria analitica*.
— *Lezioni di geometria differenziale*. Terza edizione rifatta. Quattro
volumi.
— *Lezioni sulla teoria dei gruppi continui finiti di trasformazioni*.
— *Lezioni sulla teoria dei numeri algebrici*.
- BORTOLOTTI ETTORE - *Lezioni di geometria analitica*. Due volumi.
- BURGATTI PIETRO - *Lezioni di meccanica razionale*. Terza edizione.
- BURGATTI PIETRO e RUGGERO ROGHI - *Problemi ed esercizi di
meccanica razionale*.
- CASTELNUOVO GUIDO - *Spazio e tempo secondo le vedute di A.
Einstein*.
— *Calcolo delle Probabilità*. Volume Primo e Secondo, seconda edizione
riveduta.
- CIANI EDGARDO - *Il metodo delle coordinate proiettive omogenee nello
studio degli enti algebrici*.
— *Lezioni di geometria proiettiva ed analitica*. Terza edizione riveduta
e corretta.
- DONATI LUIGI - *Memorie e Note scientifiche*. Elasticità - Vettori -
Elettrologia - Correnti Alternative - Argomenti vari.
- DUCATI ADRIANO - *Le onde corte nelle comunicazioni radioelettriche*.
- EINSTEIN ALBERTO - *Sulla teoria speciale e generale della relatività*.
- ENRIQUES FEDERIGO - *Lezioni di geometria proiettiva*. Quarta
edizione.
— *Lezioni di geometria descrittiva*, pubblicate per cura del dott. UMBERTO
CONCINA. Ristampa della seconda edizione.
— *Lezioni sulla teoria geometrica delle equazioni e delle funzioni alge-
briche*, pubblicate per cura del dott. OSCAR CHISINI. Tre volumi.
- FUBINI G. e CECCH E. - *Geometria proiettiva differenziale*. In due
tomi.
- LEVI-CIVITA TULLIO e UGO AMALDI - *Lezioni di meccanica razio-
nale*.
Volume Primo - *Cinematica - Principi e Statica*.
Volume Secondo - *Dinamica dei sistemi con un numero finito
di gradi di libertà*. Parte prima e seconda.
- LEVI-CIVITA TULLIO - *Questioni di meccanica classica e relativista*.
— *Fondamenti di Meccanica relativistica* redatti dal prof. E. PERSICO.
- LORIA GINO - *Curve sghembe speciali algebriche e trascendenti*.
Volume Primo - *Curve algebriche*.
Volume Secondo - *Curve trascendenti*.
- MAGGI GIAN ANTONIO - *Dinamica dei sistemi*. Lezioni sul calcolo
del movimento dei corpi naturali. Seconda edizione.

(Segue a pag. 3 di Copertina)

